

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

STAT

აბასთუმანის ასტროფიზიკური მზისკვატორია
მთა შანგობილო

ბ ი უ ლ ე ტ ე ნ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОВИЛИ

STAT

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ъ

13

М. А. ВАШАКИДЗЕ

ИЗУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ПО
ИЗБЫТКАМ ЦВЕТА ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ
И ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД И ДРУГИМИ МЕТОДАМИ

1953

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა

Тбилиси

თბილისი

STAT

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმანის ასტროფიზიკური მზისკვატორია
მთა შანოზილი

ბ ი უ ლ ე ტ ე ნ ი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОВИЛИ

Б Ю Л Л Е Т Е Н Ь

13

М. А. ВАШАКИДЗЕ

ИЗУЧЕНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ПО
ИЗБЫТКАМ ЦВЕТА ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ
И ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД И ДРУГИМИ МЕТОДАМИ

1953

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა

თბილისი

Тбилиси

Введение

Изучение космического поглощения света звезд является одной из важнейших задач звездной астрономии. Эта задача интересна как с точки зрения выяснения природы поглощающей свет среды, так и с точки зрения исправления данных о строении нашей звездной системы, получаемых фотометрическими методами.

За последние годы эта область астрономии развивалась исключительно активно, особенно,—благодаря интенсивной работе советских астрономов. Можно утверждать, что важнейшие работы последних лет, имеющие большое принципиальное значение, выполнены именно советскими астрономами. Однако многие вопросы продолжают еще оставаться невыясненными из-за недостаточности фактических данных.

В связи с этим в Абастуманской астрофизической обсерватории были предприняты наблюдения по широкой программе, имеющей целью восполнить пробел. Эта программа успешно выполняется в течение ряда лет. Уже закончена и опубликована многолетняя работа по определению и анализу цветовых избытков слабых звезд [56]. Настоящее исследование является второй работой, основанной на многолетних рядах наблюдений, ведшихся почти со времени основания Абастуманской обсерватории. Она, вместе с тем, объединяет отдельные исследования проблемы галактического поглощения, выполнявшиеся в течение тех же лет разными способами.

Принимая во внимание размеры нашей Галактики, естественно возникает мысль, что для изучения космического поглощения внутри нее недостаточно пользоваться «обычными» звездами или другими объектами, принадлежащими к Галактике, но требуются объекты, которые находятся за пределами нашей Галактики. Такими объектами являются лишь внегалактические туманности, с помощью которых возможно определять космическое поглощение по всей толще нашей Галактики, за исключением, конечно, зоны избегания. Исходя из этого, мы предприняли планомерные определения показателей цвета и избытков цвета внегалактических туманностей.

Вообще же говоря, изучение космического поглощения можно вести разными методами и опираясь на разные галактические объекты.

Перечислим эти объекты, а также и методы, которые наиболее часто применяются при исследованиях космического поглощения.

1. «Обыкновенные» звезды нашей Галактики (определение показателей и избытков их цвета) [119, 121, 112, 56, 113].

2. Звездные скопления, открытые и шаровые (определения их показателей цвета и линейных диаметров, метод Трэмплера) [134, 135, 123, 8].

3. Подсчеты звезд (методы К. Ф. Огородникова и Вольфа) [144, 8, 40, 42, 54].

4. Внегалактические туманности (определение показателей цвета: распределение по небу) [124, 15, 11].

5. Переменные звезды (показатели цвета; подсчеты) [92, 25, 43].

6. Диффузные туманности (их распределение, определение показателей цвета туманностей и освещающих звезд) [5, 77].

7. Спектрофотометрические градиенты (спектрофотометрия; сравнение покрасневших и «нормальных» звезд) [107, 133, 37].

8. Межзвездные линии в спектрах (интенсивности линий; корреляция между интенсивностями линий, расстояниями и избытками цвета) [142, 95, 73, 65].

Характеризуя пригодность каждого из перечисленных типов объектов для изучения поглощения, можно сделать следующие замечания.

1. Изучение космического поглощения по обычным звездам производится в непосредственной близости к Солнцу и пока возможно, в лучшем случае, до 3000 парсеков. Ясно, что здесь не имеются в виду отдельные звезды, находящиеся на более далеких расстояниях, поскольку изучение поглощения требует участия в исследовании большого количества звезд. Принципиально, при изучении поглощения по звездам, можно идти сколь угодно далеко от Солнца, но практически применение звезд ограничивается способностью проникновения наблюдательного инструментария.

Очевидно, при массовых определениях показателей цвета звезд, лучше применять фотографический метод. Известно, что последний и ныне считается весьма эффективным методом, поскольку чувствительность современных пластинок и современная астрономическая оптика позволяет проникнуть довольно далеко и охватить большие массы звезд.

За последнее время в деле изучения поглощения все более значительное место занимает электрофотометрия звезд, так как этот метод намного точнее, чем фотографический. Широкое применение этого метода до сего времени ограничивалось тем, что была затруднена фотометрия слабых звезд. Но изобретение фотоумножителя позволяет некоторым образом преодолеть это ограничение. Это еще больше повысило общую ценность электрофотометрического метода. Правда, создание полноценного каталога показателей цвета на основе электрофотометрических наблюдений требует много времени и труда, но зато, благодаря достигаемой точности для получения поглощения света в данном направлении в некоторых случаях достаточно знать показатель цвета лишь одной звезды.

В основном, эти два метода — фотографический и электрофотометрический — и применяются в настоящее время к определению показателей цвета звезд и других объектов.

2. Звездные скопления довольно часто используются для изучения космического поглощения. При этом применяются оба класса скоплений, но открытые скопления применяются с этой целью чаще. Открытые скоп-

ления дали основание Трэмплеру [134], в 1930 году, объявить несомненным существование межзвездного поглощения. После этого и началось столь оживленное изучение поглощения света в Галактике¹.

Однако ясно, что изучение поглощения только по рассеянным скоплениям недостаточно. Необходимо пользоваться еще другими объектами Галактики.

Величина общего поглощения, полученная Трэмплером по рассеянным звездным скоплениям, равна 0.67 на 1 килопарсек. Эту величину нужно считать преуменьшенной. В настоящее время общее поглощение определяют на 1 килопарсек в разных индивидуальных направлениях и оказывается, что для разных участков Галактики оно меняется в довольно широких пределах. В некоторых направлениях общее поглощение доходит до четырех звездных величин и более, как это показывают работы П. П. Паренного [43, 44] и других [54, 10].

Объяснение причины заниженного значения Трэмплера дается в работе К. А. Бархатовой [10]. Она указывает, что при оценке линейных диаметров скопления надо учитывать поглощение света, так как, чем больше поглощение, тем больше погрешности в оценке диаметра скопления.

По шаровым скоплениям поглощение света, как известно, получается слишком преуменьшенным и в некоторых случаях даже отрицательным! Это явление можно объяснить во-первых тем, что шаровые скопления расположены на высоких галактических широтах, тогда как поглощающая материя сконцентрирована близ плоскости Галактики. Во-вторых, сами шаровые скопления изучены не так полно и к тому же—трудно правильно установить нормальные цвета для вывода избытков цвета.

3. Подсчетом звезд (метод К. Ф. Огородникова, Вольфа и других) величина поглощения определяется для довольно больших расстояний и в этом случае дальность ограничивается лишь проникающей способностью используемого инструмента. Как стало известно, общее поглощение определяется методом Вольфа довольно грубо², поэтому таким определениям не придают большого веса. Однако, К. Ф. Огородников [40, 42] дал уточненный метод, по которому несравненно надежнее оцениваются как общее поглощение, так и размеры туманностей. Подсчетами звезд много занимались Пулковские астрономы [8, 30], внесшие большой вклад в звездную астрономию и в области изучения общего поглощения.

Метод звездных подсчетов применялся для решения отдельных задач и в других обсерваториях; так, напр., в Абастуманской обсерватории Е. К. Харадзе [54, 56] исследовал общее поглощение в Местной Системе и в скоплении Плеяд. Но в настоящее время создано довольно много каталогов показателей цвета звезд и вместе с тем разработаны другие методы для получения общего поглощения, а потому к кропотливым звездным подсчетам прибегают уже редко.

¹ Г. А. Тихов давно уже указал на существование межзвездного поглощения в связи с открытием эффекта Тихова-Нордмана [47]. Идею и методику, примененную Тиховым, можно считать правильными даже с точки зрения современного состояния проблемы.

² Методом Вольфа, при желании, можно получить общее поглощение для любого участка в видимой и инфракрасной области спектра.

4. Для определения избирательного поглощения на далеких расстояниях или по всей толще Галактики необходимо пользоваться, как мы указали выше, внегалактическими туманностями. В настоящей работе мы и даем показатели цвета внегалактических туманностей и используем их для изучения избирательного или общего поглощения в Галактике.

Наряду с преимуществами, у этих объектов имеются и недостатки, так например: они не встречаются близ плоскости Галактики; для определения избытка цвета трудно установить нормальные цвета и т. п. Тем не менее и в настоящее время внегалактические туманности успешно применяются для изучения поглощения.

5. Определение избирательного поглощения по переменным звездам и, именно,—по цефеидам, вблизи плоскости Галактики возможно до расстояний в 5000 парсек и больше, причем можно с уверенностью считать, что на высоких галактических широтах цефеиды выходят за слой поглощающего вещества. Преимущество цефеид перед рядом других объектов заключается в том, что по ним поглощение изучается, главным образом, в зоне избегания, т. е. в самой интересной зоне, где больше всего сконцентрировано поглощающего вещества. Таким образом, в смысле исследования галактического поглощения, внегалактические туманности и цефеиды дополняют друг друга, так как там, где отсутствуют внегалактические туманности, находится больше цефеид и наоборот.

Это и явилось поводом того, что мы выбрали эти объекты для изучения поглощения в Галактике.

6. Изучением распределения диффузных туманностей В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе [5] установили, что поглощающая среда в Галактике не представляется единой и сплошной и за поглощение ответственны отдельные дискретные облака, т. е. поглощение клочковато. Применением диффузных туманностей установлены плотность поглощающей материи в Галактике и другие характеристики. Соответствующие методы основаны на допущении, что пылевые диффузные туманности тождественны с поглощающими пылевыми облаками, которые ответственны за поглощение света звезд. Это допущение не вызывает сомнений, хотя в настоящее время, однако, большинство астрономов склоняется к мысли, что диффузные туманности, находящиеся вблизи горячих (ранних) звезд, генетически связаны между собой, как на это указывали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [57]. Это допущение находится в согласии с работой А. И. Лебединского [32], с точки зрения которой в образовании звезд участвуют космический газ и пыль. При данном состоянии наших знаний не вызывает сомнений допущение, что диффузные туманности¹ тождественны с поглощающими облаками, поэтому мы вправе определять величину избирательного или общего поглощения, основываясь на характеристиках звезд, находящихся за туманностями².

¹ Здесь надо иметь в виду только пылевые диффузные туманности, поскольку, как показали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [57], газовые диффузные туманности не идентичны с пылевыми или отражательными туманностями.

² На практике, впрочем, это трудно осуществимо, поскольку мешает светлый фон туманности.

По диффузным туманностям можно также получить отношения общего поглощения к избытку цвета, $\gamma = \frac{A_{\Phi}}{ИЦ}$ (см. [132, 71]).

7. Спектрофотометрические градиенты дают возможность получить закон поглощения: $A = b \cdot \lambda^{-\alpha}$.

Для этого сравниваются между собой звезда, сильно окрашенная поглощением, и звезда, не подвергшаяся покраснению. Сравнение интенсивности непрерывного спектра обеих звезд дает возможность довольно уверенно определять значение α в законе поглощения. Как известно, знание закона поглощения дает возможность легко перевести избирательное поглощение в общее.

Ряд авторов [107, 133, 37, 122] установили, что величина α для видимой части спектра близка к единице; это указывает на то, что преобладающее число частиц в пылевых облаках имеет размеры порядка длины волны $\rho = c \cdot 10^{-5}$ см. Следовательно, этот метод дает возможность изучать некоторые физические характеристики диффузной материи.

Вообще, межзвездные пылевые облака можно изучать, как известно, с трех сторон: а) как среду, производящую рассеяние света,—на основании фотографических и колориметрических наблюдений, б) их динамические характеристики—по звездам, находящимся в этих же туманностях, в) структуру и физические условия—по светлым диффузным туманностям. В данной работе изучение пылевых туманностей производится, главным образом, на основе колориметрических данных.

8. Межзвездный субстрат является причиной образования межзвездных линий H и K. Для некоторых направлений устанавливается корреляция между избытком цвета и интенсивностью межзвездных линий. Как показал ряд исследований, эта зависимость получается прямолинейной. Это понятно, поскольку интенсивность межзвездной линии должна увеличиваться с расстоянием, а с расстоянием связан и избыток цвета. Вообще считалось, что межзвездный газ в Галактике распределен равномерно, однако, если принять, что чисто газовые диффузные туманности генетически связаны с ранними звездами O и BO [57], то тогда окажется, что распределение газовых туманностей вовсе не однородно, но, по сравнению с ними, пылевые туманности более неоднородны.

В последнее время принято считать, что где присутствует пыль, по видимому там имеются и газовые частицы межзвездного субстрата, но утверждать обратное нельзя.

Изучение поглощения света в Галактике было начато нами в 1939 году. Для этой цели, сначала, в качестве объектов были выбраны нами внегалактические туманности и «обычные» звезды. При этом по обычным звездам поглощение мы изучали на материале, получаемом на 20-см камерах 40-см рефрактора, а по внегалактическим туманностям—на 36-см анаберрационной камере. Затем мы приступили к изучению поглощения света с помощью определения показателей цвета переменных звезд типа цефеид. Этого порядка и будем придерживаться при изложении настоящей работы.

В самом начале настоящей работы мы остановимся на описании и исследовании наблюдательного и лабораторного инструментария, которым мы пользовались при выполнении нашей работы. Исследованию лабораторных приборов нами уделено большое внимание ввиду того, что лабораторная обработка материала является одним из самых важных элементов не только нашего исследования, но и всех работ подобного рода.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА

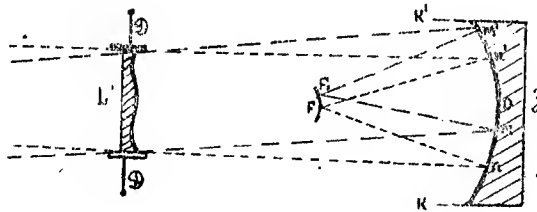
§ 1. Наблюдательный инструментарий

Оптическая схема анаберрационной камеры, с которой мы выполнили наши основные наблюдения, представлена на чертеже 1. Камера смонтирована на параллактическом штативе, который снабжен гиревым часовым механизмом.

Фокальное поле в указанной камере сферическое и поэтому приходится пользоваться фотопленками.

Анаберрационную камеру, несмотря на наличие в ней линзы, нужно считать почти свободной от хроматической аберрации, как на это указывали в своей работе Ш. Г. Горделадзе и Е. К. Харадзе [19].

Оптические параметры анаберрационной камеры следующие: диаметр сферического зеркала 444 мм, диаметр коррекционной линзы 360 мм, фокусное расстояние сферического зеркала 625 мм; следовательно, масштаб таков, что 10 мм соответствует $55'$, а светосила инструмента 1:1.74, т. е. около $1/2$. Невиньетированное поле имеет радиус $1^\circ 55'$. Таким образом, поле нашего инструмента можно считать вполне безупречным внутри круга диаметром 4° . Из чертежа 1 ясно, что у камеры невиньетированное поле равно: $kk' \approx DD' \approx VT \cdot 5 = 14'' \cdot 2$, что соответствует, приблизительно, 4° -ам. Поэтому, если диаметр коррекционной линзы задиафрагмировать до 33 см, — невиньетированное поле станет больше, чем 5° . Принимая во внимание масштаб нашего поля и диаметр негатива равным 8 см, выясним, что негатив перекрывает небо на 42 квадратных градуса.



Чертеж 1 бббббб

При фотографировании камерой, гидирование производится 7-см гидом. Небольшой диаметр гида несколько затрудняет подбор звезд для гидирования.

Установка камеры показана на фотографии 1.

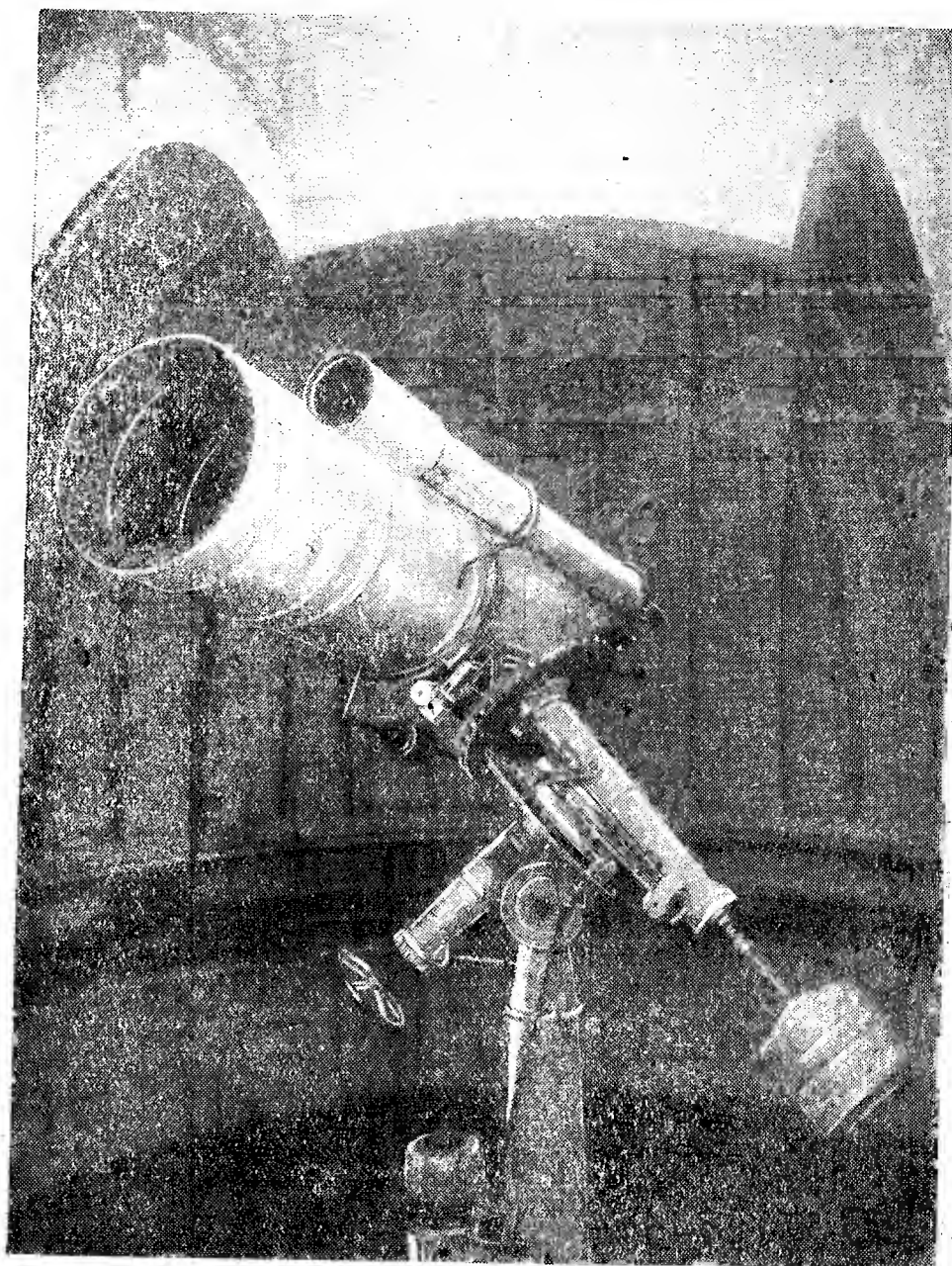


Фото 1 ფოტო

Рассмотрим проникающую способность анаберрационной камеры. Уже до исследования этого вопроса можно было бы сказать, что проникающая способность камеры на много больше, чем у рефракторов. Это, очевидно, можно приписать тому, что камера свободна от всех искажений звездных изображений, а также почти лишена хроматизма и дает изображение звезд весьма малых размеров.

Мы измерили линейные диаметры самых слабых звезд на данных пленках. При этом мы пользовались измерительным прибором Тэпфера. Были измерены четыре пленки по пять звезд на каждой, после чего мы получили средние значения диаметров слабых звезд от 0.02 мм до 0.03 мм. Эти значения несколько уступают Максутовскому телескопу, установленному в Алма-Ата [49].

Однако, диаметры предельно слабых звезд на негативе зависят от центрировки оптической части инструмента и от изображения звезд, хотя для измерения линейных диаметров звезд мы подбирали все же такие, которые еще пригодны для фотометрического измерения на микрофотометре. Эти величины диаметров относятся к изображениям при фотографировании без фильтра. Разумеется, всякие дополнительные плоские стекла вносят хроматизм и, следовательно, увеличивают диаметр изображения.

При использовании пленок «Изонанхром 400 HD» принимая показатель Шварцшильда равным 0.8, при четырехминутной экспозиции, для проникающей способности инструмента мы получили формулу:

$$m = 13.0 + 2.0 \lg \frac{t}{240} \quad (a)$$

Нами получены также эмпирические формулы для той же пленки в комбинации со светофильтрами:

$$m_{\text{фг}} = 11.4 + 2.0 \lg \frac{t}{240} \quad (\text{для синего фильтра}) \quad (б)$$

$$m_{\text{фж}} = 11.6 + 2.0 \lg \frac{t}{240} \quad (\text{для желтого фильтра}) \quad (в)$$

Как видно из этих формул, после применения светофильтров, как и нужно было ожидать, проникающая сила инструмента сильно падает и кратность фильтров, судя по этим данным, примерно, равна 4 (о кратности фильтров подробнее изложим ниже).

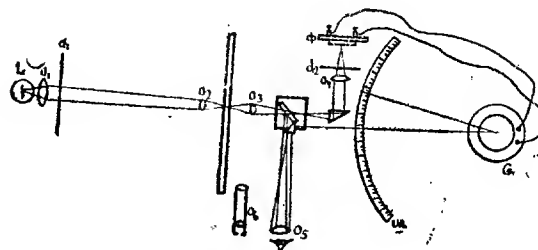
Поскольку формулы (а), (б) и (в) интерполяционные, нежелательно пользоваться ими для широких интервалов звездных величин и экспозиций.

Постоянная в этих формулах определяется условно и она равна той звездной величине, которая получается на данной фотопластинке при данной экспозиции. Поэтому ясно, что постоянная изменится, если вышеприведенные формулы получить с помощью других негативов и при других экспозициях¹. Вообще же по этой формуле можно построить кривые и пользоваться ими для разных случаев (Е. Я. Бугославская [11]).

¹ При использовании фотопленки чувствительностью 5000 НД на анаберрационной камере за 4 минуты мы получаем звезды 17-ой величины, так что постоянная в формуле (а) должна замениться 17-тью в случае применения такой пленки.

В качестве измерительного прибора для фотонегативов нами был использован фотоэлектрический микрофотометр конструкции В. Б. Никонова, принципиальная оптическая схема которого дается на чертеже 2.

Указанный микрофотометр нужно считать несколько усовершенствованным по сравнению с первыми экземплярами, выпущенными в Советском Союзе за последние годы. Подробное описание этого микрофотометра дается в статье В. Б. Никонова [39], а теория микрофотометра—в работе А. В. Маркова [36].



Чертеж 2 бббббб

На микрофотометре имеется автоматическая фокусировка. Кроме того, с одного и того же окуляра O_5 производятся отсчеты шкалы гальванометра, а также приводится звезда на крест нитей для измерения. Фокусировка пластинки проверяется как через O_5 , так и через O_4 . Прямоугольные координаты отсчитываются через O_6 , находящийся рядом с окуляром O_5 , что весьма удобно при измерениях. Большое внимание было уделено нами исследованию микрофотометра и наблюдательного инструмента, к изложению чего мы и приступим.

§ 2. Ошибка фокусировки пластинки в микрофотометре

При измерении величины звезд с помощью микрофотометра, на фотографических пластинках измеряются плотности или почернения, вызванные на пластинке потоком лучистой энергии звезд.

Измерения производятся следующим образом. На пластинку падает пучок лучей в виде круглого блика. Указанный блик, во время измерения, наводится то на звезду, то на фон пластинки, вследствие чего происходит большее или меньшее поглощение указанного пучка почерненными частями пластинки.

Измерение фона производится вблизи от измеряемой звезды. Это необходимо в связи с тем, что мы не можем ручаться за однородность фона по всей пластинке. Поскольку фон на фотопластинке образуется, главным образом, от свечения ночного неба и от проявления (вуаль), то ясно, что соответствующие воздействия не являются обязательно однородными.

Схема измерения негативного материала в нашем случае с двумя—фотографическими и фотовизуальными—изображениями¹, такова: звезда

¹Порядок наблюдения и получения двух изображений на одной пластинке описан ниже.

(ph)—фон—звезда (pv)—фон—звезда (ph)—звезда (pv). Таким образом, при измерении получаем по 2 отсчета гальванометра, при наведении на каждое изображение звезды и фон.

Через E мы обозначим результат измерения пластинки с помощью микрофотометра, выражающий величину фотографического эффекта, даваемого звездой, т. е. отсчет микрофотометра.

Выражение для E таково:

$$E = \frac{n^* - n_0}{n^f - n_0}, \quad (1.1)$$

где n^* и n^f отброс гальванометра, соответственно, при наведении на звезду и на фон, а n_0 —отброс при темноте. При измерениях мы всегда приравнивали n_0 нулю перемещением шкалы гальванометра¹, благодаря чему уравнение (1.1) переписывается в следующем виде:

$$E = \frac{n^*}{n^f}. \quad (1.2)$$

Поскольку $n^* \leq n^f$, из (1.2) следует, что величина E может меняться от 0.00 до 1.00. На практике мы чаще всего пользуемся величиной E , заключающейся в пределах

$$0.10 \leq E \leq 0.92.$$

Редко приходится пользоваться величиной E в пределах:

$$0.06 \leq E \leq 0.98.$$

Нужно отметить, что для удобства вычислений и обработки, значение E лучше увеличивать в 1000 раз, т. е. вместо (1.2) пользоваться формулой:

$$E = 1000 \frac{n^*}{n^f} \quad (1.3)$$

Хотя единицы третьего знака в значении E можно считать находящимися в пределах ошибки измерения, использование их, тем не менее, особенно необходимо при работе на непрямолинейной части характеристической кривой, с которой в астрофизике часто приходится иметь дело при изучении слабых объектов.

Обозначим площадь блика через S и соответствующий ей диаметр через D , а площадь изображения звезды— S' и ее диаметр— d' , допуская что гидировка звезды отличная и, следовательно, изображение звезды круглое². Тогда зависимость между энергией лучистого потока, падающего на фотоэлемент микрофотометра, и отбросом гальванометра, обозначенным в нашем случае через n^* , выражается следующим образом:

$$n^* = \eta [S' I_* + (S - S') I_f], \quad (1.4)$$

¹ На микрофотометре В. Б. Никонова мы устроили перемещение шкалы для приведения отсчета на темноту к нулю шкалы, что при измерении представляет большое удобство. В конструкции новых микрофотометров необходимо учитывать этот опыт.

² Случай эллиптического изображения звезды, вызываемого неточной гидировкой, будет рассмотрен ниже.

где I_* коэффициент прозрачности в единице площади звездного изображения, а I_f — такой же коэффициент прозрачности для фона пластинки.

В случае отброса на фон, равного n^f , аналогично (1.4), имеем:

$$n^f = \eta(S I_f). \quad (1.5)$$

Заменяя в уравнении (1.2) значения n^* и n^f равенствами (1.4) и (1.5), получим:

$$E = \frac{S' I_x + (S - S') I_f}{S I_f}$$

или

$$E = \frac{S'}{S} \left(\frac{I_x}{I_f} - 1 \right) + 1. \quad (1.6)$$

Если площади блика и звезды заменить диаметрами, получим:

$$E = \left(\frac{d'}{D} \right)^2 \left(\frac{I_x}{I_f} - 1 \right) + 1 = 1 - \left(\frac{d'}{D} \right)^2 \left(1 - \frac{I_x}{I_f} \right). \quad (1.7)$$

При измерениях часто получается, что эмульсия фотопластинки выходит из фокальной плоскости, т. е. из той плоскости, в которой отфокусирован блик на эмульсию. Эта плоскость является перпендикулярной к оптической оси. При выходе эмульсии из фокуса, диаметр D блика увеличивается и при этом на разную величину для разных частей пластинки, ввиду наклона последней. Таким образом, при нарушении фокусировки, на фотоэлемент падает лучистая энергия, измененная по сравнению с той, которая падала раньше, что и вызывает ошибку измерения¹.

Указанная ошибка выразится изменением величины E , которое рассмотрим в виде приращения.

Если начало координат поместим в фокальную плоскость и ось абсцисс совместим с оптической осью объектива, то перемещение пластинки относительно фокальной плоскости будет определяться величиной Δ . Так как D меняется с изменением X , то D можно рассматривать как функцию X , т. е.

$$D = f(X).$$

Но изменение D меняет и величину E , поэтому можно написать:

$$E = \varphi(D) = F(X) \quad (1.8)$$

Согласно (1.8), уравнение (1.7) можно дифференцировать по D . Прежде чем дифференцировать, уравнение (1.7) перепишем в таком виде:

$$E = 1 - \left(\frac{d'}{D} \right)^2 p, \quad (1.9)$$

где

$$p = \left(1 - \frac{I_x}{I_f} \right).$$

¹ При изложении вопроса об определении этой ошибки вначале мы следуем Сирсу, Россу и Джойнер [114], а далее развиваем его.

Дифференцируя уравнение (1.9), получим:

$$dE = 2 \frac{dD}{D} \left(\frac{d'}{D} \right)^2 p.$$

Выражение $\left(\frac{d'}{D} \right)^2 p$ заменим другим выражением, соответствующим уравнению (1.9). Получим:

$$dE = 2 \frac{dD}{D} (1 - E). \quad (1.10)$$

Так как рассматривается пучок лучей в виде конуса, то отношение dD к ΔX должно равняться постоянной:

$$\frac{dD}{\Delta X} = C = \text{const.} \quad (1.11)$$

Таким образом, величина постоянной C зависит от телесного угла пучка лучей, падающих на пластинку. Ясно поэтому, что величина C должна быть неодинаковой для разных микрофотометров. В уравнении (1.10) значение dD заменим согласно (1.11) и для dE окончательно получим:

$$dE = \frac{2\Delta X C}{D} (1 - E). \quad (1.12)$$

Если мы хотим теперь перевести ошибку dE в звездные величины, мы должны воспользоваться зависимостью:

$$k dF = \Delta m \quad (1.13)$$

Величину k мы легко находим по характеристической кривой стандартных звезд. Для нашего случая мы воспользовались многими характеристическими кривыми и нашли для k величину, близкую к 7. Таким образом, ошибка в звездных величинах в нашем случае окончательно примет следующий вид:

$$\Delta m = \frac{2kC\Delta X}{D} (1 - E) = 14 \frac{C\Delta X}{D} (1 - E). \quad (1.14)$$

Для нашего микрофотометра постоянная $C = 0.06$. Для диаметра блика D мы имеем два значения: для одной диафрагмы 0.30 мм, а для меньшей — 0.20 мм. Пленки, полученные на анаберрационной камере, чаще всего измеряются с помощью большой диафрагмы, и поэтому примем $D = 0.30$ мм.

Принимая эти значения постоянных и допуская ошибку фокусировки $\Delta X = 0.01$ мм, получим окончательно:

$$\Delta m = 0.028 (1 - E) = 0.03 (1 - E) \quad (1.15)$$

Судя по формуле (1.15), ошибка Δm для ярких звезд, когда величина E мала, т. е. не превосходит 0.01, будет равняться $0^m.03$, а для слабых звезд, когда E близка к единице и достигает 0.90, равна $0^m.003$. Если допустить, что ошибка фокусировки порядка $\Delta x = 0.1$ мм, что случается довольно часто, ошибка увеличивается в десять раз, т. е. для ярких и слабых звезд ошибка будет находиться между величинами $0^m.3$ и $0^m.03$. Для ярких звезд, как видим, ошибка намного превышает ошибку измерения, которая равна $\pm 0^m.08$ (см. ниже).

В нашем случае определения показателей цвета, как указано выше, два изображения звезд в желтых и синих лучах находятся близко друг от друга, вследствие чего данная ошибка (ошибка фокусировки) почти совсем исключается, так как она одинаково будет влиять как на одно, так и на другое изображение звезды.

Совсем другое дело, когда изображение исследуемой звезды в синих и желтых лучах получается на разных пластинках, которые в отдельности измеряются на микрофотометре и могут иметь разную ошибку в фокусировке.

В нашем случае ошибка фокусировки появляется благодаря тому, что величина звезд в синих и желтых лучах различна, а как мы видели выше, эта ошибка зависит от звездной величины.

Вышеприведенные величины оказываются несколько преувеличенными, поскольку, наличие второй диафрагмы на нашем микрофотометре уменьшает ошибки фокусировки, по сравнению с тем, что получается по формуле (1.14).

А. В. Марков в своей интересной работе «Теория микрофотометра и точность и правильность промера астрофотограмм» [36] показал, что при наличии второй диафрагмы у микрофотометра, ошибка фокусировки уменьшается. Он вывел формулу для случая наличия второй диафрагмы (см. d_2 на чертеже 2), имеющую в наших обозначениях следующий вид:

$$\Delta E = \sqrt{1-E} \frac{\Delta d'}{\sum} - \left(\frac{\Delta d'}{\sum} \right)^2, \quad (1.15a)$$

где $\Delta d'$ измерение масштаба изображения звезды в плоскости второй диафрагмы, а \sum диаметр второй диафрагмы. После получения по формуле (1.15a) величины ΔE , легко получается ошибка в звездных величинах по зависимости (1.13). Расчеты показывают, что ошибка фокусировки при неблагоприятных условиях может все-таки достичь 0.4 зв. величины.

А. В. Марков исследует далее вопрос о том—какая ошибка может получиться на самом деле, при нашем способе измерения, когда пластинка прижата к конусу со стороны стекла, и по его результату,—ошибка фокусировки в миллиметрах ΔX редко превышает ± 0.03 , для разных пластинок (см. табл. 26 в [36]). Поэтому, очевидно, ошибка фокусировки в звездных величинах, на самом деле, резко уменьшается.

Таким образом, принимая во внимание все вышесказанное, а также имея в виду, что—как это подчеркнуто выше—мы пользовались фото-пленками с двумя, рядом расположенными изображениями звезд в разных лучах, ошибка фокусировки, по всей вероятности, редко может достичь ± 0.05 звездной величины.

§ 3. О зависимости фотографической величины m от E

В данном параграфе мы обобщим полученные формулы предыдущего параграфа и дадим несколько иллюстрирующих таблиц.

Сделаем несколько замечаний относительно плотности изображения. Плотность изображения звезды, которую мы обозначим через D , при измерениях на микрофотометрах принято выражать зависимостью:

$$\frac{I_0}{I_i} = 10^D = e^{\frac{1}{\text{mod}} D}. \quad (1.16)$$

Но мы будем пользоваться следующим выражением:

$$\frac{I_0}{I_i} = e^D, \quad (1.17)$$

которое удобнее при алгебраических преобразованиях. Мы опускаем там же $\frac{1}{\text{mod}}$. При надобности же можно пользоваться модулем десятичных логарифмов:

$$\lg_{10} e = \frac{1}{\ln 10} = \text{mod}.$$

В формулах (1.16) и (1.17) I_0 — поток лучистой энергии от лампы микрофотометра, падающий на измеряемую пластинку, а I_i — поток энергии после прохождения пластинки, воспринимаемый фотоэлементом или термоэлементом микрофотометра.

Если мы определим I_0 и I_i отбросами гальванометра, то сможем соответственно определить D . Из равенства (1.17) поток лучистой энергии, падающей на фотоэлемент, будет равен:

$$I_i = I_0 e^{-D}$$

где, как указывалось, D является плотностью изображения.

Перейдем к доказательству того, что величина E является функцией одной лишь звездной величины m . При этом будем следовать Росссу [105]. Обозначим частицы бромистого серебра, разложенные лучистым потоком звезды, через x , частицы, разложенные лучами фона неба, в процессе проявления, через y , тогда плотность единицы площади звездного изображения будет:

$$D = k(x+y),$$

а для фона:

$$D = ky,$$

где k — фотографическая постоянная, зависящая от сорта пластинки.

Таким образом, D в уравнении (1.17) заменяется указанными величинами, и уравнение (1.17), для звезды и для фона, переписывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_x &= I_0 e^{-k(x+y)} \\ I_f &= I_0 e^{-ky} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Обозначим через S площадь блика, получаемого на пластинке, и через S_i — площадь измеряемых изображений звезд. Тогда:

$$S_i = S \varphi(m), \quad (1.19)$$

где $\varphi(m)$ некоторая функция звездной величины. Чтобы получить лучистую энергию, прошедшую через площадь звездного изображения, нужно правую часть первого равенства (1.18) умножить на S_i , т. е.

$$I_x = I_0 S_i e^{-k(x+y)} = I_0 S \varphi(m) e^{-k(x+y)} \quad (1.20)$$

Лучистую энергию, прошедшую через фон, окружающий звезду, мы обозначим через I_f ; она будет равна:

$$I_f = I_0 S [1 - \varphi(m)] e^{-ky}.$$

Складывая I_x и I'_x , получим:

$$I_{xi} = I_0 S \varphi(m) e^{-k(x+y)} + I_0 S [1 - \varphi(m)] e^{-ky}. \quad (1.21)$$

Но отброс гальванометра для звезды равен:

$$n_i^* = \vartheta I_{xi}$$

Тогда, подставляя сюда значение I_{xi} , получим:

$$n_i^* = \vartheta I_0 S e^{-ky} [\varphi(m) e^{-kx} - \varphi(m) + 1]. \quad (1.22)$$

Аналогично, для n_i^f напишем:

$$n_i^f = \vartheta I_i^f. \quad (1.23)$$

Но для I_i^f тоже можно написать уравнение вида (1.21); нужно лишь принять, что $\varphi(m) = 0$. Тогда будем иметь:

$$I_i^f = I_0 S e^{-ky}.$$

В силу равенства (1.23), получим:

$$n_i^f = \vartheta I_0 S e^{-ky}. \quad (1.24)$$

Если воспользоваться формулой (1.2), получим для величины E :

$$E = \frac{\vartheta I_0 S e^{-ky} [\varphi(m) e^{-kx} - \varphi(m) + 1]}{\vartheta I_0 S e^{-ky}} \quad (1.25)$$

и окончательно:

$$E = 1 + \varphi(m) [e^{-kx} - 1] = 1 - \varphi(m) (1 - e^{-kx}) \quad (1.26)$$

Как мы видели выше, x и $\varphi(m)$ являются функциями звездной величины и, согласно уравнению (1.26), значение E является функцией одной лишь звездной величины (при условии, что на микрофотометре измерения производятся всегда при одном и том же блике, т. е. при одном и том же S), что и требовалось доказать¹.

Равенство (1.26) справедливо даже в том случае, если фон пластинок заметно неравномерный, однако, — при условии измерения фона в непосредственной близости от измеряемой звезды.

Как мы указывали выше, согласно зависимости (1.26), E является функцией $\varphi(m)$ и x , но в свою очередь, согласно равенству (1.18), $\varphi(m)$ зависит от S и S_0 . Следовательно, E также должно являться функцией S и S_0 , т. е. E должно зависеть как от звездной величины, выражаемой площадью S_0 , так и от площади блика S , падающего на пластинку. Было бы желательно эмпирически установить зависимость величины E от площади S дифракмы или блика. С этой целью мы измерили на нашем микрофотометре изображение одной и той же звезды при четырех разных дифракмах. Результаты измерения даны в таблице I.

В левой половине таблицы дается измерение искусственных «звезд» — капелек, нанесенных тушью на чистой стеклянной пластинке; из них две тушевые точки разной черноты приняты за два изображения (фг, фв). В правой половине таблицы дается измерение звезды с двумя изображе-

¹ Формулу (1.26) можно привести к формуле (1.6), данной в § 2. Достаточно для этого в формуле (1.26) заменить $\varphi(m)$, согласно (1.19), через $\frac{S_0}{S}$, а e^{-kx} согласно (1.18) — через $\frac{I_i^*}{I_i^f}$.

ниями в фотографических и фотовизуальных лучах, снятой на пленке «Изопанхром».

Как видно из таблицы, величина E уменьшается с уменьшением диаметра блика, и уменьшение происходит тем быстрее, чем больше изображение звезды. Мы видим, что с уменьшением диаметра диафрагмы или блика, уменьшается и значение E и показатель цвета звезды, соответственно. Следовательно, при измерении звезды с меньшей диафрагмой,

Таблица 1 ცხრილი

№ Диафрагмы ფარფრის №	Измерение искусственной звезды ხელოვნური ვარსკვლავის გაზომვა					Измерение звезды ვარსკვლავის გაზომვა				
	Дмм	E_{fr} (1- E_{fr})	E_{fv} (1- E_{fv})	ПП	$E_{внч}$ $P = +0.8$ $S_i = 0.0062$	Дмм	E_{fr} (1- E_{fr})	E_{fv} (1- E_{fv})	ПП	$E_{внч}$ $P = +0.6$ $S_i = 0.0062$
1	1.00мм	993(007)	893(107)	+0.94	993	1.00мм	997(003)	991(009)	+0.92	995
2	0.30	935(065)	878(122)	+0.63	921	0.30	959(041)	920(080)	+0.70	996
3	0.20	838(162)	728(272)	+0.53	822	0.20	880(120)	818(182)	+0.45	881
4	0.10	305(695)	—	—	295	0.10	572(428)	—	—	520

показатель цвета систематически уменьшается, если звезда красная, а если звезда белая, повидимому, будет обратный эффект. Ясно, что этот эффект меньше, или вовсе отсутствует, когда мы измеряем с одной и той же диафрагмой как исследуемую звезду, так и звезды стандартной полярной последовательности.

Посмотрим, как будут соответствовать измерениям данные, вычисленные по указанной формуле.

Для этого в формулу (1.26) внесем значение $\varphi(m)$ из равенства (1.19). В таком случае получим:

$$E = \frac{S_i}{S} (e^{-kx} - 1) + 1 \text{ или } E = 1 - \frac{S_i}{S} (1 - e^{-kx}), \quad (1.27)$$

где S и S_i имеют прежние обозначения.

При измерении одной и той же звезды с разными бликами, меняется лишь площадь S последних. В таком случае величину $(1 - e^{-kx})$ можно рассматривать как постоянную, и введем для нее обозначение p , как в § 2. Тогда напишем:

$$p = 1 - e^{-kx} \text{ или } p = \left(1 - \frac{I_x}{I_f}\right).$$

Но, не нужно забывать, что величина p для звезд разных видимых величин и для разных экспозиций различна, т. е. является в этом смысле переменной. Мы рассматриваем ее как постоянную при измерении одной и той же звезды при разных диафрагмах на микрофотометре.

В таком случае уравнение (1.27) мы можем переписать в виде:

$$E = 1 - \frac{S_i}{S} p. \quad (1.28)$$

В уравнении (1.28) величина p зависит от количества разложенного в эмульсии металлического серебра, т. е. от величины звезды.

Величина p , как видно из приведенного выше выражения для нее, может меняться в пределах

$$0 \leq p \leq 1.$$

Она равна нулю, когда нет почернения и равна +1, когда все частицы эмульсии подверглись почернению.

Из уравнения (1.28) видно также, что когда меняется площадь блика S , а площадь звезды S_i постоянна и следовательно и S_i/p постоянно, то при измерении одной и той же звезды с разными S , величина E должна изменяться; при этом при больших S она должна быть близка к единице, если $S_i/p \ll S$, а когда $S \cong S_i/p$, E стремится к нулю, что мы и видим в таблице I.

Значения E , вычисленные по формуле (1.28) для $p=+0.8$, даются в левой половине, в шестом столбце таблицы I. В последнем столбце второй половины таблицы даются значения E , вычисленные для $p=+0.60$. Сравнение показывает, что значения E и показатели цвета, с уменьшением p , совпадают отлично с вычисленными значениями E и показателей цвета. Нужно отметить, что можно добиться лучшего совпадения измерений величин с вычисленными, если более тщательно подбирать значения p для истинной звезды. Очевидно, что каждой звезде рассматриваемой величины будет соответствовать одно, наиболее подходящее p .

Если поставить вопрос о том, —какой диафрагмой лучше измерять данную группу звезд, чтобы получить наибольшую точность, то следует ответить, что чем меньше размер блика, тем больше точность, так как при меньших диафрагмах увеличивается наклон характеристической кривой и уменьшается разброс точек. Для конкретного решения этого вопроса мы составили таблицу II.

В ней в первом столбце даются диаметры от 0.8 до 0.01 мм для фокальных изображений звезд, а в следующих столбцах —соответствующие диаметры блика, которые должны получаться в фокальной плоскости микрофотометра, на пластинке, при измерении. Вычисление этих диаметров мы даем для двух значений постоянной: $p=1$ и $p=0.9$.

Очевидно, величина p равна 1, если изображение звезды непрозрачно, т. е. принимается, что в выражении $p=1-e^{-k_s}$ x стремится к бесконечности. Повидимому, это предположение не совсем близко к действительности, но тем не менее грубой ошибки в нем нет. Впрочем, величина, принятая нами должна быть более близка к истине, поскольку, как видно из таблицы II, измеренные и вычисленные величины E почти совпадают для $p=0.9$.

В случае $p=1$, уравнение (1.28) переписывается в виде:

$$\frac{S_i}{S} = 1 - E$$

или

$$\frac{d^2}{D^2} = 1 - E. \quad (1.29)$$

Для диаметра блика мы получим:

$$D = \frac{d}{\sqrt{1-E}}$$

или, когда $p=0.9$,

$$D = 0.95 \frac{d}{\sqrt{1-E}}. \quad (1.30)$$

Согласно уравнению (1.30) и даны величины D в таблице II, где отдельные столбцы обозначены $D_{E,p}^p$ для данных p и E . Значения $E=0.5$ и $E=0.7$ мы взяли ввиду того, что они соответствуют прямолинейной части характеристической кривой.

Таблица II ცხრილი

d	$D_{0,5}^1$	$D_{0,7}^1$	$D_{0,5}^{0,9}$	$D_{0,7}^{0,9}$
0.80	1.13	1.46	1.08	1.39
0.70	0.99	1.28	0.94	1.21
0.60	0.85	1.10	0.81	1.04
0.50	0.71	0.91	0.67	0.87
0.40	0.57	0.73	0.54	0.69
0.30	0.42	0.55	0.40	0.52
0.25	0.35	0.46	0.34	0.43
0.22	0.31	0.40	0.30	0.38
0.20	0.28	0.37	0.27	0.35
0.18	0.25	0.33	0.24	0.31
0.16	0.23	0.29	0.22	0.28
0.14	0.20	0.26	0.19	0.24
0.12	0.17	0.22	0.16	0.21
0.10	0.14	0.18	0.13	0.17
0.09	0.13	0.16	0.12	0.16
0.08	0.11	0.15	0.11	0.14
0.07	0.10	0.13	0.09	0.12
0.06	0.08	0.11	0.08	0.10
0.05	0.07	0.09	0.07	0.09
0.04	0.06	0.07	0.05	0.07
0.03	0.04	0.05	0.04	0.05
0.02	0.03	0.04	0.03	0.03
0.01	0.014	0.02	0.013	0.02

Было бы уместно дать в таблице II звездные величины, соответствующие величинам d , но мы этого не делаем, поскольку разные инструменты дают разные диаметры для одной и той же звезды, а кроме того данный инструмент может дать разные диаметры, для звезд одной и той же вели-

чины, если снимки делаются слегка внефокально. Поэтому, для данной группы звезд лучше подбирать диафрагму, для измерений на микрофотометре, согласно таблице II.

§ 4. Ошибка гидирования

Ошибка гидирования безусловно даст заметную неточность в определении звездных величин и показателей цвета. Эта ошибка довольно заметно может сказаться в нашем случае, поскольку в качестве стандартных звезд мы пользуемся полярною последовательностью, которая снимается, собственно говоря, без гидировки.

Если примем, как первое приближение, что при плохой гидировке изображение звезды принимает эллипсообразную форму, то ошибку в звездных величинах можно учитывать уравнением, подобным (1.14). Допустим, что полярные стандарты дают круглые изображения, а на снимках исследуемой площадки звезды вытянуты в виде эллипса или наоборот (когда изображения вытянуты в виде эллипса на обеих площадках, но в разной степени, то учет ошибки усложняется). Вычислим в таком случае ошибку гидировки в звездных величинах для двух равных по величине звезд, подразумевая, что измерение проводится обычным путем.

Напишем уравнение (1.6) для звезды с обычным изображением:

$$(E-1) = \frac{S'}{S} p. \quad (1.31)$$

Дифференцируя это уравнение и считая S' переменным в связи с плохой гидировкой, получим:

$$dE = \frac{dS'}{S} p.$$

Заменяя dS' через $S'' - S'$, где S'' площадь изображения звезды, образованная при плохой гидировке, перепишем:

$$dE = \frac{S'' - S'}{S'} (E-1). \quad (1.32)$$

Далее, принимая во внимание равенство (1.13), для ошибки гидировки в звездных величинах, будем иметь:

$$\Delta m = k \left(\frac{S''}{S} - 1 \right) (E-1). \quad (1.33)$$

Очевидно, площадь S'' равна πab , где a и b — большая и малая полуоси эллипса, а $S = \pi r^2$, где можно считать, что радиус круга r равен малой полуоси эллипса, что и получается на снимках на самом деле. Тогда можем написать:

$$S = \pi b^2.$$

В таком случае уравнение (1.33) перепишется в виде:

$$\Delta m = k \left(\frac{a}{b} - 1 \right) (E-1) = k \left(\frac{\sqrt{1-e^2}}{1-e^2} - 1 \right) (E-1). \quad (1.34)$$

Так как отношение $\frac{a}{b}$ всегда больше единицы и оно тем больше, чем больше вытянут эллипс, то, соответственно, при большей вытянутости эллипса, больше и ошибка Δm . Если примем, что отношение $\frac{a}{b} = 1.20$ или эксцентриситет эллипса $e = 0.55$, то для ярких звезд, для которых, как указано выше, E близко к 0.10, для ошибки звездных величин получим:

$$\Delta m = -1.26.$$

Для слабых звезд, для которых E можем принять равным 0.92,

$$\Delta m = -0.11.$$

Зависимость Δm от E представлена в таблице III.

Как видно, эта ошибка намного больше для ярких звезд, чем для слабых, а в общем намного превосходит другие виды ошибок. Можно сказать, что эти ошибки довольно преувеличены, поскольку мы взяли эллипс слишком вытянутым; пластинку, если на ней $e = 0.55$, не следует измерять. Однако, этот случай рассматривается как пример.

Таблица III

E	Δm	E	Δm
0.10	-1.26	0.60	-0.56
0.20	-1.12	0.70	-0.42
0.30	-0.98	0.80	0.20
0.40	-0.84	0.90	-0.14
0.50	-0.70	0.92	-0.11

Нужно обратить внимание на величину $\frac{a}{b}$ и посмотреть, остается ли эта величина постоянной для звезд всех величин на фотопластинке, полученной при плохой гидировке или меняется с величинами звезд. Как показывает рассмотрение астронегативов, величина $\frac{a}{b}$ меняется от ярких звезд к слабым звездам в направлении уменьшения к слабым, приближаясь к единице, т. е. вытянутость изображения из-за плохой гидировки сильно заметна на ярких звездах, на слабых же звездах она почти совсем незаметна, т. е. можно считать, что имеем дело с чисто инструментальным эффектом. Однако, оказывается, что существует чисто фотографический эффект ошибки гидировки, который действует в этом же направлении и усиливает инструментальный эффект. В связи с этим рассмотрим изменение показателя Шварцшильда для одной и той же пластинки в областях передержки и недодержки.

Обычно, показатель Шварцшильда, принятый для данной пластинки, относится к прямолинейной части характеристической кривой. Как увидим ниже, ошибка гидировки оказывается довольно сильно связанной с показателем Шварцшильда.

Ввиду того, что при ошибке гидрирования звезда на время t выходит из своего первоначального местоположения и начинает экспонироваться на другой части эмульсии, по соседству с основным изображением образуется скрытое изображение d .

Предполагается, что выход звезды из первого местоположения происходит на короткое время и экспозиция относится к области недодержек характеристической кривой.

Условия гидрирования могут быть различны. 1) Выход звезды происходит очень часто и на довольно длинный промежуток времени. В этом случае мы получаем просто растяжение звезд, и от обработки такого негатива следует отказаться. 2) Выход звезды при нарушении гидрирования происходит на очень короткое время и не так уж часто. В таком случае растянутость звезды очень незначительна и при этом, для ярких звезд она больше, чем для слабых (фотографический эффект гидрировки).

Скрытый фотографический эффект (плотность) в случае закона обратности, можно рассмотреть как функцию I , т. е. можно написать:

$$d = \varphi(It).$$

В случае формулы Шварцшильда скрытое изображение можно выразить как

$$d = \varphi(It^p),$$

где p показатель Шварцшильда.

В случае формулы Крона:—

$$d = \varphi\left(I t 10^{-aV(\lg \frac{I}{I_0})^2 - 1}\right),$$

где a некоторая постоянная для данного сорта пластинок, а I_0 —оптимальная интенсивность. Под оптимальной интенсивностью понимают такую интенсивность, при которой количество света $I t$, необходимое для образования фотографического эффекта на пластинке, минимально.

Известно, что формула Крона является более общей, чем закон обратности или формула Шварцшильда, поскольку из формулы Крона получаются обе предыдущие формулы как частные случаи, т. е. в случае, когда $I = I_0$, мы получаем закон обратности, а в случае, когда I намного больше I_0 —формулу Шварцшильда.

Таким образом, формула Крона учитывает изменения показателя Шварцшильда по характеристической кривой в разных частях ее, именно в части mn , na и ab (чертеж 3).

Из вышесказанного следует что показатель Шварцшильда для одной и той же пластинки меняется в довольно широких пределах. Поэтому, с точки зрения учета ошибки гидрирования, представляет определенный интерес принять во внимание указанное изменение p , связанное с разными яркостями звезд.

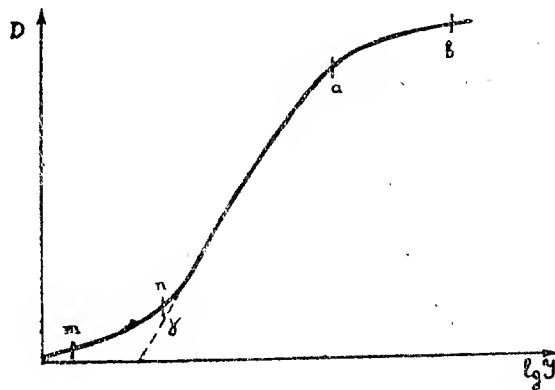
Ошибки гидрировки, для ярких и слабых звезд, как увидим дальше, еще более увеличатся, если рассматривать прерывистую и непрерывную экспозиции и принимать во внимание значения p для ярких и слабых звезд.

В случае нарушения гидрировки мы имеем не непрерывную экспозицию, а прерывистую. Нам нужно рассмотреть, что даст нам формула

Шварцшильда, когда мы имеем перемежающееся освещение. Применяя закон обратности, мы можем написать следующее равенство:

$$It_1 + It_2 + \dots + It_n = I(t_1 + t_2 + \dots + t_n) = It = d, \quad (1.35)$$

где t_1, t_2 отдельные экспозиции, а $t = \sum t_n$.



Чертеж 3 бббббб

Ясно, что в случае формулы Шварцшильда, вместо равенства обеих сторон в формуле (1.35), будем иметь неравенство.

Естественно предположить, что общий фотографический эффект выразится в виде суммы и посмотрим, как можно на основании этого объяснить наблюдаемый факт, выражающийся в том, что:

$$It_1^p + It_2^p + \dots + It_n^p = I(t_1^p + t_2^p + \dots + t_n^p) \neq It^p \quad (1.36)$$

Если обозначим:

$$I(t_1^p + t_2^p + \dots + t_n^p) = d \quad p > 1$$

$$I(t_1^{p'} + t_2^{p'} + \dots + t_n^{p'}) = d' \quad p' = 1$$

$$I(t_1^{p''} + t_2^{p''} + \dots + t_n^{p''}) = d'' \quad p'' < 1$$

и $It^p = D; \quad It^{p'} = D'; \quad It^{p''} = D'',$

то оказывается, что должны иметь место следующие неравенства:

$$D > d; \quad D' = d'; \quad D'' < d''; \quad d > d''; \quad D > d''$$

и другие, вытекающие из формулы Шварцшильда.

На самом деле, при условии $t = \sum_1^n t_n$,

мы имеем:

$$t^p > t_1^p + t_2^p + \dots + t_n^p \quad \text{т. е. } D > d$$

$$t^{p'} = t_1^{p'} + t_2^{p'} + \dots + t_n^{p'} \quad \text{т. е. } D' = d' \text{ (закон обратности)}$$

$$t^{p''} < t_1^{p''} + t_2^{p''} + \dots + t_n^{p''} \quad \text{т. е. } D'' < d''$$

Также очевидно, что поскольку

$$t_1^{p''} + t_2^{p''} + \dots + t_n^{p''} < t_1^p + t_2^p + \dots + t_n^p,$$

то

$$d'' < d.$$

Отсюда заключаем, согласно $d > d''$, что в действительности при перемежающихся экспозициях в области недодержки, где $p'' < 1$, и передержки, где $p > 1$, соответственно, скрытое изображение для слабых звезд будет меньше, чем для ярких¹. Поэтому, если обозначим коэффициентом k ошибку для ярких звезд, k' — для слабых, где согласно сказанному, $k > k'$, придется отношение $\frac{a}{b}$ для ярких и слабых звезд, соответственно, умножить на эти коэффициенты², что и увеличит различие ошибок для ярких и слабых звезд, вызванных гидированием. В таком случае, если принять $k=1$, а $k'=0.85$, то будем иметь в случае ярких звезд $\frac{a}{b}k = 1.2$, а для слабых $\frac{a}{b}k' = 1.02$. Судя по тому, что мы замечаем при рассмотрении пластинок, такое соотношение отвечает действительности.

Ясно, что, если вставим эти значения $\frac{a}{b}k$ и $\frac{a}{b}k'$ в уравнение (1.34),

ошибка гидирования для ярких звезд будет равна $\Delta m = -1.26$, для слабых $\Delta m = -0.011$. Следовательно, для слабых звезд ошибка гидировки получается на порядок меньше, чем она дается в таблице III по формуле (1.34), что и подтверждает наше предположение, сделанное выше, и фотографический эффект гидирования — налицо.

§ 5. Ошибка, вызываемая изменением накала лампы микрофотометра.

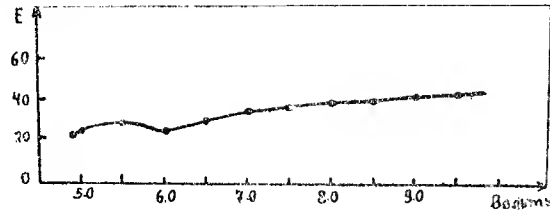
При измерениях астронегативов необходимо строго соблюдать стандартный режим горения питающей лампы микрофотометра. Указанный режим прежде всего имеет в виду выдержку постоянного напряжения. Это необходимо в связи с тем, что при изменении накала меняется распределение энергии в спектре лампы, а ввиду того, что чувствительность фотоэлемента не одинакова на всем участке спектра, то в случае изменения накала лампы придется работать при разных спектральных чувствительностях фотоэлемента. Нет сомнения, что не учитывая последнее, можно увеличить случайные ошибки. Поэтому, мы установили определенный стандартный режим горения питающей лампы при измерениях астронегативов. Когда емкость аккумуляторов начинает падать, сначала выводим реостат лампы, но если это не помогает, то заменяем разряженные аккумуляторы свежими. Когда аккумуляторы «сажаются», это хорошо заметно на отбросах гальванометра, при измерениях контрольных звезд.

Мы проверяли постоянство накала не только по вольтметру, но и следя за постоянством отброса гальванометра при наведении на контрольные участки фона. Это обеспечивало нам большую точность.

¹ Отсюда можно прийти еще к заключению о том, что если надобно увеличить контраст между яркими и слабыми объектами ландшафта, следует вести фотографирование при перемежающихся экспозициях или удлинять экспозицию, диафрагмируя объектив. В связи с этим отметим как желательное устройство на фотоаппаратах приспособления, обеспечивающего фотографирование с прерывистыми экспозициями.

² Эти коэффициенты можно определить измерением ярких и слабых звезд на пластинках.

В дополнение к сказанному, мы произвели следующее исследование. Была взята простая стеклянная пластинка, на которой были нанесены тушью искусственные точки. Выбрав две точки разных величин, мы измеряли их при разных накалах лампы, вследствие чего получали разные отбросы и соответственно вычисляли величины E . Изменение величины E дается в виде кривой на чертеже 4.

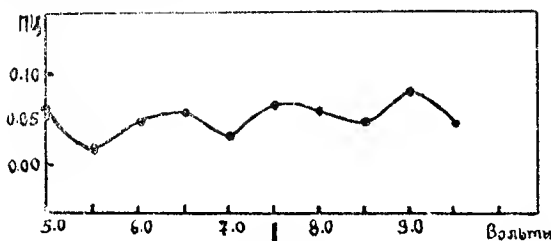


Чертеж 4 бзбзбо

Напряжение накала увеличивалось постепенно в следующей последовательности 5.0; 5.5; 6.0; 6.5; 7.0; 7.5; 8.0; 8.5; 9.0; 9.5 вольт.

Как видно из чертежа 4, с увеличением напряжения увеличивается и величина E (хотя это увеличение и не очень резко выражено). Ясно, что данное изменение повлечет за собой увеличение случайных ошибок определения показателей цвета.

Аналогичные измерения мы провели на фотопленках, измеряя фотографическое и фотовизуальное изображение одной и той же звезды. Допуская, что частицы эмульсии способны рассеивать избирательно, благодаря малым размерам частиц металлического серебра или окрашиванию их, мы вправе ожидать более заметную зависимость (накал, E) в случае действительных звездных изображений, чем при измерении искусственных звезд. Зависимость для случая действительных звездных изображений представлена в виде чертежа 5.



Чертеж 5 бзбзбо

Как видно из этого чертежа, трудно заметить определенный ход показателя цвета, но, очевидно, что в случае измерений при разном накале будут увеличиваться случайные ошибки.

Этот вопрос был исследован также и с другой стороны. Мы измерили фотографические и фотовизуальные изображения звезды на одном и том же негативе, причем свет, идущий от лампы, пропускался через разные светофильтры. В качестве измеряемых фотонегативов были взяты:

1) панхроматическая пластинка, полученная на 20-см камере 40-см рефрактора,

2) изопанхроматическая пленка, полученная на анаберрационной камере, а также

3) стекло, с нанесенными на нем тушью искусственными звездами.

Мы устанавливали перед питающей лампой последовательно различные фильтры и производили измерения, в результате которых нами была составлена таблица IV. Как видно из нее, величина E при использовании монохроматического света меняется незначительно.

Таблица IV

	E об	E GG ₁₁	E вс	E ху	E Гом 3×12	E BG3	E CC1	E CC2	E Фс-1	Примечание Забелы
A_{ph}	885	880	867	975	872	885	872	870	840	Пластика пан- хроматическая
B_{ph}	530	529	505	505	520	521	513	510	480	
ПЦ	1.52	1.49	1.43	1.49	1.43	1.55	1.45	1.49	1.28	
A_{ph}	872	876	870	874	880	875	876	879	860	Пленка изопан- хроматическая
B_{ph}	754	753	753	748	754	745	746	756	740	
ПЦ	0.71	0.73	0.70	0.75	0.78	0.78	0.78	0.76	0.67	
A_{ph}	845	840	842	848	850	845	835	843	838	Искусственные звезды
B_{ph}	298	304	298	498	308	296	291	296	294	
ПЦ	1.64	1.60	1.62	1.66	1.66	1.64	1.58	1.63	1.60	

То же самое можно сказать относительно показателей цвета, данных в таблице, за исключением случая измерения при фотографическом фильтре Фс-1, который для всех измеренных пластинок дает уменьшенные значения E и показателя цвета. Меньший разброс как величины E , так и показателя цвета¹, дает пластинка с искусственными звездами, что и следовало ожидать.

Можно отметить, что некоторые большие отклонения величин E и ПЦ для разных фильтров в таблице IV скорее всего нужно приписать неточности установления фильтра перед питающей лампой, поскольку, при смене фильтров, малейший наклон может сильно изменить значение величины отражения от поверхности последних.

§ 6. Ошибка, вызываемая неточным центрированием диафрагм

Мы исследовали также ошибку, вызываемую неточностью центрировки диафрагм.

Исследование мы провели следующим образом. Была взята пленка с двумя изображениями; на ней мы подобрали звезду, подходящую для диафрагмы $D=0.3$ мм и измерили вначале, в обычных условиях, фото-

¹ В дальнейшем показатель цвета мы будем обозначать через ПЦ, а избыток цвета — через ИЦ.

графическое и фотовизуальное изображения звезды т. е. при взаимно-центрированных диафрагмах. Следующее измерение мы произвели для той же звезды в условиях перекрывания первой диафрагмы второй диафрагмой на одну десятую часть их радиуса. Величину отброса микрофотометра в первом случае мы обозначили через E_1 ; отброс при перекрывании следующих двух десятых обозначили через E_2 и так далее, до E_4 .

Таблица V

	$E_{об}$	E_1	E_2	E_3	E_4	$E'_{об}$	E'_1	E'_2
A_{ph}	807	808	794	783	770	790	778	762
B_{pv}	614	593	575	560	552	622	618	586
ПЦ	0.75	0.82	0.79	0.75	0.72	0.64	0.56	0.60

Результаты измерения представлены в таблице V. Первая половина таблицы содержит данные измерений для первой диафрагмы— D_1 , вторая же—для другой диафрагмы D_2 , диаметр которой равен 0.2 мм.

Из этой таблицы видно, что значения E систематически уменьшаются, а у ПЦ систематического хода не заметно, замечается лишь увеличение случайных ошибок, что и можно было ожидать. Ошибки такого рода очень будут влиять на ПЦ в том случае, когда фотографические и фотовизуальные изображения измеряются на разных пластинках; при измерении последних в отдельности, диафрагмы перекрываются в разной степени для разных пластинок.

§ 7. Ошибка фотометрического поля анаберрационной камеры

Мы исследовали ошибку поля анаберрационной камеры с целью выяснить, насколько может повлиять она на определяемые показатели цвета.

В связи с отсутствием у камеры сферической и хроматической аберраций, а также астигматизма и комы, казалось бы, не следовало ожидать ошибки поля. Но, у нашей камеры поле виньетируется начиная с расстояния в два градуса дуги от центра, и потеря света, вызываемая этим явлением, собственно говоря, обуславливает эффект, который мы и можем назвать ошибкой поля. Может быть, было бы вернее говорить в данном случае об учете потери света вследствие виньетирования, но ввиду того, что ошибка может еще вызываться нарушением центрировки кассетной части и рядом других явлений, мы решили называть ее, в общем, ошибкой поля.

Потерю света вследствие виньетирования можно вычислить и непосредственно, зная оптические данные инструмента.

Для изучения же ошибки поля фотографическим путем, мы фотографировали звездное поле на одной и той же пленке, но на разных расстояниях от оптического центра—через каждые 5.5 мм и получали цепочки изображений из одних и тех же звезд. Цепочки звезд получались как по склонению, так и по прямому восхождению. Эти негативы привязывались

к полярной последовательности, а также калибровались при помощи трубчатого фотометра. Все снимки проявлялись вместе.

Принимая во внимание оптические данные, мы рассчитывали потери света в звездных величинах для следующих расстояний от центра негатива, выраженных в угловой мере:

$$\alpha = 2^{\circ}20'; 3^{\circ}00'; 3^{\circ}30'; 4^{\circ}00';$$

Для Δm получены следующие значения, соответствующие последним:

$$\Delta m = 0.01; 0.03; 0.05; 0.09.$$

При вычислении значений Δm мы считали, что при виньетировании, от круглого изображения урезывается сегмент и величина площади сегмента рассчитывалась для вышеприведенных точек. Затем обычным путем вычислялась потеря света в звездных величинах. Как видно из этих данных, потеря света достигает одной десятой звездной величины лишь на самом краю негатива. Если иметь в виду наш способ определения показателей цвета (см. ниже), где два изображения с синим и желтым фильтрами находятся друг от друга на расстоянии не более одного миллиметра, то ясно, что, принимая во внимание вышеприведенные данные, можно считать, что дифференциальная разница в потере света не должна влиять на наши показатели цвета.

Потери света, определенные фотометрическим путем, представлены ниже в таблице VI, данные которой нужно считать более надежными, чем вышеприведенные результаты вычисления.

Таблица VI ცხრილი

ρ мм	α	Δm_1	Δm_2
0	$0^{\circ}00'$	0.00	0.000
5	0.32	0.00	0.000
10	1.05	0.00	0.000
16	1.44	0.00	0.000
22	2.23	0.03	0.025
		± 0.1	± 0.07
28	3.02	0.10	0.038
		± 0.3	± 0.08

Во время измерения подбирались преимущественно такие звезды, которые могли быть свободно измеряемы в диафрагме микрофотометра и были расположены цепочкой от центра до края негатива.

В первом столбце таблицы VI дается расстояние ρ в миллиметрах, во втором— α в угловой мере, в третьем и четвертом—потери света Δm_1 и Δm_2 , в звездных величинах, полученные 1) по полярной последовательности и 2) при помощи трубчатого фотометра, соответственно. Эти данные ограничиваются пределом 3° , ввиду того, что при снимках с фильтрами, которыми пользуемся при определении ПЦ, полезное поле уменьшается до $\alpha = 3^{\circ}$. Как видно из этой таблицы, никакой потери света не наблюдается до $\alpha = 2^{\circ}$, что и подтверждается вычислениями. Как видно, вычисленные значения Δm больше приближаются к Δm_2 , чем к Δm_1 . Однако, можно считать, что все эти величины малы и одного порядка, поэтому они не могут повлиять на наши показатели цвета; к тому же они во мно-

го. раз меньше, чем ошибка измерения на микрофотометре. Нужно отметить, что при фотометрировании внегалактических туманностей мы почти всегда выдерживали предел $\alpha=2''$. Ввиду малости величин Δm , мы не представляли этих ошибок в виде показательной функции от расстояния ($\Delta m = c\rho^n$).

§ 8. Определение кратности использованных светофильтров

Представляет интерес определение кратности наших светофильтров. Как известно, кратность светофильтра увеличивает экспозиции. Она зависит от спектрального распределения энергии источника, т. е. для одного и того же фильтра получается разная кратность в применении к разным источникам света. То же самое можно сказать относительно употребляемого сорта фотоэмульсии.

Кратность использованных фильтров БГЗ и ГГ11 (по Шотту) мы определили в комбинации с пленками эмульсий «Изопанхром» и «СЧС» (НИКФИ).

Пусть на светофильтр падает световой поток F_0 , спектральный состав которого определяется функцией $F_0(\lambda)$. В таком случае будем иметь:

$$F_0 = \int_0^{\infty} F_0(\lambda) d\lambda.$$

Если прошедший через светофильтр лучистый поток обозначим через F , то аналогично предыдущему будем иметь:

$$F = \int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda$$

Ясно, что $F < F_0$, поскольку в светофильтре всегда поглощается тот или иной участок спектра. Спектральный состав $F(\lambda)$ будет отличен от спектрального состава света, падающего на светофильтр. Естественно, что фотографическая эмульсия, имеющая спектральную чувствительность $R(\lambda)$, будет по разному реагировать на F и F_0 . Если величину воздействия световых потоков F и F_0 на фотоматериал (в виде почернения) обозначим через N , то

$$N_0 = \int_0^{\infty} F_0(\lambda) R(\lambda) d\lambda$$

и

$$N = \int_0^{\infty} F(\lambda) R(\lambda) d\lambda.$$

Очевидно, кратность светофильтров будет равна отношению этих двух величин:

$$f = \frac{\int_0^{\infty} F_0(\lambda) R(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F(\lambda) R(\lambda) d\lambda}, \quad (1.37)$$

Для определения значения f для указанных фильтров и пленок мы воспользовались трубчатым фотометром.

По полученным шкалкам строились характеристические кривые и по системе ХД определялась чувствительность, которая равна [24]:

$$R_i = \frac{k}{H_i},$$

где k — некоторый постоянный коэффициент, H_i — экспозиция при точке инерции в единицах CMS (свеча-метр-секунда).

Постоянная k была принята Хартером и Дриффильдом равной 34 для всех пластинок и для всех монохроматических лучей. Величина k является поэтому условной.

Однако, для нашего случая, знание значения k не существенно, поскольку в дальнейшем оно сокращается.

Для наших фильтров, в комбинации с указанными фотоэмульсиями, мы получили величины, представленные в таблице VII.

Таблица VII ცხრილი

Фильтр ფილტრი	Эмульсия ემულსია	f
БГЗ	СЧС	2.9
БГЗ	Изопанхром	3.0
ГГ11	СЧС	1.6
ГГ11	Изопанхром	1.8

При калибровании трубчатым фотометром мы пользовались дневным светом, поскольку распределение энергии в солнечном спектре нужно считать более близким к изучаемым нами объектам, чем у других источников света. Полученные значения кратности фильтров с данной эмульсией будут несколько иными для анаберрационной камеры. Если в этом случае спектральное поглощение в инструменте обозначим через $\eta(\lambda)$, то уравнение (1.37) переписется в виде:

$$f = \frac{\int_0^{\infty} F_0(\lambda) R(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} F(\lambda) R(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda} \quad (1.38)$$

Таблица VII вычислена нами по (1.37) и, отказавшись от вычисления ее по формуле (1.38), мы пренебрегли незначительной разницей.

Как видно из таблицы VII, значения кратности невелики, так как фотопленки брались чувствительные ко всему видимому спектру. При употреблении желтого фильтра в комбинации с обычной фотографической пластинкой, чувствительностью до 5000Å , кратность получается большой.

§ 9. Определение эффективных длин волн нашей системы

При определении показателей цвета туманностей, цефеид и обычных звезд мы пользовались, как сказано, Шоттовскими фильтрами БГЗ и ГГ11 в комбинации с пленкой «Изопанхром». Поэтому для дальнейших задач, связанных с использованием наших значений показателей цвета, необходимо иметь эффективные длины волн этих фильтров в указанных комбинациях. Ясно, что эффективные длины волн зависят не только от пластинки и фильтров, но и от характеристик оптической части используемой камеры. Ввиду этого мы поставили исследование так, что учитывали потери света в серебряном фильтре сферического зеркала и в коррекционной линзе.

Для определения эффективной длины волны мы воспользовались монохроматором Цейсса со стеклянной оптикой. Монохроматор был снабжен кассетной частью, при этом кассету можно было передвигать, что обеспечивало получение на одном негативе ряда изображений. Линейная дисперсия монохроматора была 75 Å в 1 мм около $H\gamma$. В качестве светового источника был использован солнечный свет, а целостатом служило алюминированное плоское зеркало. Накопление негативов продолжалось два дня и снимки производились, когда Солнце находилось вблизи меридиана. Таким образом было получено всего пять негативов на кусках пленок из того же рулона, которым мы пользовались для снимков исследуемых площадок. На каждом негативе мы имели от четырех до семи снимков. На этих негативах снимки производились в следующем порядке: первый снимок без фильтра, второй, третий, четвертый—с фильтрами в определенной последовательности. На некоторых негативах получались также снимки при помощи посеребренных зеркал, с целью определения коэффициента потери в серебряном фильтре. Это осуществлялось следующим образом: два зеркала ставились на пути пучка света между целостатом и монохроматором таким образом, чтобы направление пучка света не менялось. Для учета коэффициента потери света в коррекционной линзе, последняя тоже помещалась на пути пучка света и производился отдельный снимок спектра. Кроме того, на той же установке мы измеряли распределение энергии в произвольных единицах, с помощью термоэлемента.

В качестве источника света было взято Солнце ввиду того, что внегалактические туманности по спектру больше всего приближаются к звездам класса G [58, 86].

Стандартизация производилась при помощи трубчатого фотометра через светофильтры БГЗ, ГГ11 на пленке, взятой из того же рулона, и полученные таким образом снимки проявлялись одновременно с негативами, полученными на монохроматоре.

3. Вюлл. Абст. астроф. обс., № 13

Весь материал был измерен на микрофотометре. По всей длине спектра нами было выбрано для измерения 26 точек, примерно через одинаковые интервалы по длине волны. Эти точки перекрывали почти всю видимую часть спектра от 3880 Å до 6600 Å. В связи с тем, что полученные нами спектры являются призматическими, в фотографической части спектра пришлось измерять больше точек, чем в визуальной.

После того, как были получены яркости I для каждой точки, они были приведены к одному ангстрему; таким же образом были приведены и интенсивности, полученные термоэлементом для тех же точек.

Прежде всего мы решили определить коэффициент потери света в серебряном фильтре, а также в коррекционной линзе. Обозначим интенсивность в данной точке через I , интенсивность в ней, когда на пути пучка света введено зеркало, через I_1 , а когда коррекционная линза — через I_2 . В связи с тем, что на пути пучка вводилось два зеркала, коэффициент потери серебряного фильтра k мы считали равным:

$$k = \sqrt{\frac{I_1}{I}},$$

а коэффициент потери в коррекционной линзе $k' = \sqrt{\frac{I_2}{I}}$. Мы можем далее

обозначить через $I_{фг}$ и $I_{фв}$ интенсивности точек при введении фотографического и визуального фильтров, а для тех же точек интенсивность по термоэлементу — через I_t . Отношения $\frac{I_{фг}}{I_t}$, $\frac{I_{фв}}{I_t}$ можно считать коэффициентами пропускания цветных фильтров и обозначить через $\sigma'_{фг}$, $\sigma'_{фв}$. Для

получения окончательного значения коэффициентов пропускания, значения $\sigma'_{фг}$ и $\sigma'_{фв}$ нужно умножить на полученные выше коэффициенты для сферического зеркала и коррекционной линзы нашей анаберрационной камеры k , k' , т. е.:

$$\sigma_{фг} = \sigma'_{фг} k_{фг} k'_{фг}; \quad \sigma_{фв} = \sigma'_{фв} k_{фв} k'_{фв}.$$

Построенные кривые $\sigma_{фг}$ от λ и $\sigma_{фв}$ от λ не имеют резко выраженных максимумов, и мы поэтому решили определить в первую очередь среднюю длину волны, которую обозначим через $\bar{\lambda}$ и которая равна:

$$\bar{\lambda}_{фг} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda b_{\lambda} \sigma_{фг} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda} \sigma_{фг} d\lambda}, \quad (1.39)$$

где b_{λ} — относительное значение спектральной энергетической яркости черного тела при различных температурах. Значение b_{λ} бралось из таблицы № 63 книги Р и б о [104]. Полученные значения средних длин волн, вычисленные по формуле (1.39), даются в таблице VIII.

Для вычислений формула (1.39) была приведена, как это обычно делается, к следующему виду:

$$\lambda_{\text{фг}}^{\text{с}} = \frac{\sum \lambda b_{\lambda\tau} \sigma_{\text{фг}}}{\sum b_{\lambda\tau} \sigma_{\text{фг}}} \quad (1.40)$$

Определение средних длин волн мы производили по двум негативам и получили вероятную ошибку среднего арифметического для фотографии-

Таблица VIII 0660000

T	$\lambda_{\text{фг}}^{\text{с}}$	$\lambda_{\text{фв}}^{\text{с}}$	$\lambda_{\text{eff}}^{\text{фг}}$	$\lambda_{\text{eff}}^{\text{фв}}$
6000°	4147 Å	5330 Å	4060 Å	5400 Å
8000	4137	5310	—	—
10000	4133	5300	—	—
12000	4130	5295	—	—
1400	4127	5290	—	—
16000	4126	5286	—	—

ческих лучей $\pm 30^\circ$, а в визуальных $\pm 40^\circ$. Эти данные относятся к значениям $b_{\lambda\tau}$ для абсолютно черного тела при 6000°. Если принять во внимание то, что мы не учитывали эффект Пуркинье, имеющий место в связи с большой яркостью Солнца, то значения ошибок нужно увеличить и можно считать более вероятными их удвоенные значения, хотя эффект Пуркинье может действовать только в одну сторону спектра. Таким образом, можно окончательно принять следующие арифметические значения усредненных длин волн для фотографических и фотовизуальных лучей со следующими вероятными ошибками:

$$\bar{\lambda}_{\text{фг}} = 4120 \text{ Å} \pm 60 \text{ Å}; \quad \bar{\lambda}_{\text{фв}} = 5330 \text{ Å} \pm 80 \text{ Å}$$

Эффективную длину волны для данной температуры T можно выразить по Р и б о следующим образом [47]:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda\tau} V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda\tau} \frac{1}{\lambda} V_\lambda \tau_\lambda d\lambda} \quad (1.41)$$

В этом уравнении V_λ означает относительный фактор видимости в случае, когда приемником является глаз, а в случае, когда приемником является фотопластинка, — относительный фактор чувствительности данной фотопластинки. В обоих случаях V_λ выражается следующим образом:

$$V_\lambda = \frac{I_\lambda}{I_0},$$

где I_0 — максимальная интенсивность, а I_λ — интенсивность для рассматриваемой точки. τ_λ в уравнении (1.41) представляет собой коэффициент

прозрачности данного фильтра. Величину V_{λ} для фотопленки «Изопанхром» мы определили по нашим негативам. Значение τ_{λ} было взято нами из данных Шоттовского фирменного каталога, приведенных к толщине наших фильтров, равной 2 мм, по формуле, содержащейся в том же каталоге. Значение b_{λ} по-прежнему было взято из таблицы № 63 книги Р и б о.

После вычисления мы получили следующие эффективные длины волн, соответствующие абсолютно черному телу при 6000°:

$$\lambda_{\text{eff}}^{\text{фг}} = 4070 \text{ Å} \pm 30 \text{ Å}; \quad \lambda_{\text{eff}}^{\text{фв}} = 5400 \text{ Å} \pm 60 \text{ Å}$$

Предполагая, что при разных температурах изменение значений λ_{eff} в данном случае такого же порядка, как в случае средних длин волн, мы не приводим значений эффективных длин волн для разных температур по формуле (1.41).

На фото 2 представлен один из наших негативов, показывающий как резко отделяются друг от друга фотографический и фотовизуальный участки спектра при пользовании вышеуказанными фильтрами и пленкой «Изопанхром».

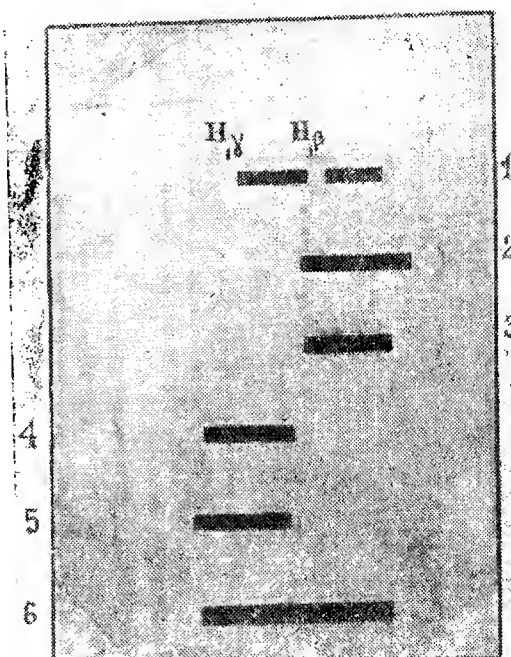


Фото 2 гзгз

Снимки произведены в следующей последовательности: 1. без фильтра; 2. с фильтром ГГ11, 3. с фильтром ГГ11 (снято с меньшей экспозицией), 4. с фильтром БГЗ, 5. с фильтром БГЗ (с меньшей экспозицией), 6. без фильтра (с меньшей экспозицией).

Нами было обращено внимание на зависимость эффективной длины волны от изменения температуры самого фильтра ввиду того, что у нас,

в горном районе, амплитуда годовой ночной температуры достигает, хотя и редко, 40° . Хайд, Кэди и Форсайт [90] исследовали зависимость λ_{eff} от температуры для иенского красного стекла № 4512 и обнаружили, что при изменении температуры от $+20^\circ$ до $+80^\circ$ эффективная длина волны может измениться на 70 \AA или приблизительно на 1 \AA на один градус. Если допустить, что наши фильтры подвергаются таким же изменениям λ_{eff} в зависимости от температуры, то оно может быть порядка 40 \AA . Как видно из таблицы VIII, в случае изменения температуры источника абсолютно черного тела от 6000° до 15000° , средняя длина волны меняется всего на 40 \AA , т. е. указанное температурное изменение источника меняет $\lambda_{фн}$ на величину такого же порядка, что и изменение температуры самих цветных фильтров в течение года.

Мы вычислили, какую долю ошибки может вносить в наши определения изменение эффективной длины волны по только-что указанной причине, если допустить, что температурные изменения цветных фильтров меняют значение эффективных длин волн на 50 \AA . С этой целью мы воспользовались формулой

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{b_{\lambda\tau}}{b_{\lambda_1\tau}},$$

где

$$b_{\lambda\tau} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda\tau}} - 1 \right)^{-1}$$

Мы опять-таки брали значения $b_{\lambda\tau}$ из таблицы № 63 книги Рибони получили, что при температуре абсолютно черного тела 6000° , звездная величина меняется на 0.01. Можно считать, что указанная ошибка немножко меньше, чем ошибка определения показателей цвета (см. ниже).

После получения эффективных длин волн мы можем перевести введенные нами показатели цвета в относительные градиенты G , соответствующие этим длинам волн. Следовательно, можем написать:

$$G = -0.921 \frac{b \Delta m}{d \left(\frac{1}{\lambda} \right)} = 0.921 \frac{\Pi\lambda}{\left(\frac{1}{\lambda_{фг}} - \frac{1}{\lambda_{фв}} \right)} \quad (1.42)$$

или

$$G = k \cdot \Pi\lambda, \text{ где } k = 0.921 (\lambda_{фг}^{-1} - \lambda_{фв}^{-1})^{-1}.$$

Численное значение для k , мы получили равным 1.51. С таким коэффициентом и нужно переводить наши $\Pi\lambda$ в относительные градиенты, соответствующие указанным длинам волн, или средней между эффективными длине волны. Как известно, относительные градиенты остаются постоянными в довольно большом интервале длин волн.

Это тем более так, если вспомнить, что в области применимости закона излучения Вина относительный градиент имеет вид:

$$G = \frac{c_2}{T_1} - \frac{c_2}{T_0} \quad (1.43)$$

и он вовсе не зависит от длины волны.

В нашем случае относительный градиент следует определить как сравнение показателей цвета исследуемых нами объектов с показателем цвета (или с распределением энергии) звезды спектрального класса A_0 , для которой ПЦ принят равным нулю. Таким образом, если примем для температуры звезд A_0 ту или иную величину, тогда по нашим показателям цвета (или градиентам) и по формуле (1.43) можно определить цветовую температуру для исследуемых объектов. Такого рода вычисление мы и произвели для нескольких случаев.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА 509 ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ
ТУМАННОСТЕЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО
ПОГЛОЩЕНИЯ ПО НИМ§ 10. Способ определения показателей цвета внегалактических
туманностей

Как отмечалось в введении к настоящей работе, определение показателей цвета внегалактических туманностей является весьма важной задачей современной наблюдательной астрофизики. Между тем, нужно отметить, что интегральная величина внегалактических туманностей определяется очень неточно. Это затруднение вызывается, главным образом, тем, что внегалактические туманности имеют вид расплывчатого объекта, а изображения звезд, с которыми должны сравниваться туманности, имеют точечный вид. В связи с этим Хаббл и Хьюмсон [87] предложили для определения звездных величин внегалактических туманностей фотографировать последние внефокально.

Одна из трудностей состоит также в том, что не все внегалактические туманности имеют одинаковую форму: одни—эллиптические, другие—круглые, спиральные и т. д. При этом, как правило, ядро всегда яркое, а по краям яркость постепенно падает. Поэтому и с точки зрения исключения влияния разницы в формах, действительно лучше фотографировать их внефокально. Но в таком случае, трудно изучать слабые внегалактические туманности.

Существуют и другие способы, являющиеся по идее лучшими, чем способ внефокальных снимков, но при их применении обработка и само производство снимка являются затруднительными. Таков, например, способ окулярного зрачка, применение которого, в нашем случае, пригодилось бы только для ярких туманностей (см. об этом работу [36]). Уиппл [50] фотографировал звезды и внегалактические туманности так, чтобы звезды сравнения имели бы такой же характер изображения, как и туманности. Это достигалось им расстройством часового механизма.

Исходя из вышесказанного, мы решили для вывода показателей цвета не идти по пути определения интегральной фотографической и фотовизуальной величин туманности, а минуя последние выводить непосредственно сами показатели цвета. С этой целью я воспользовался одним из методов определения показателей цвета, разработанными нами совместно с Е. К. Харадзе [16]. Вкратце этот метод заключается в следующем.

Аналогично методу «отношений экспозиций» Сирса [111], снимки производятся на одной и той же пластинке (панхроматической или изопанхроматической) в двух лучах: фотографических и фотовизуальных. Отличие нашего метода от метода Сирса состоит в том, что цепочку изображений мы получаем не путем изменения экспозиций, а изменением площади объектива. При этом экспозиция остается постоянной для всех изображений.

Если два изображения данной звезды не получаются пригодными для измерения на микрофотометре, ввиду их чрезмерной яркости, то с помощью диафрагм уменьшается площадь объектива инструмента. Мера передвижения кассеты между последовательными снимками определяется яркостью звезды и необходимостью иметь изображения, не перекрывающие друг друга.

С целью упрощения этого метода, мы не снимали цепочку из многих изображений, а удовлетворялись лишь двумя изображениями.

Совершенно аналогично и при тех же условиях производится фотографирование стандартной площадки.

Разность в плотностях двух изображений звезды, полученных по вышеописанному способу, следует считать цветовым эквивалентом. Поэтому для звезд полярной последовательности, показатели цвета которых известны, можно построить характеристическую кривую (ПЦ, ΔE) на диаграмме, по одной оси которой отложены известные значения показателей цвета, а по другой — вычисляемые по данным фотографической обработки — разности отсчетов микрофотометра для двух изображений звезды, т. е. $\Delta E = E_{\text{фг}} - E_{\text{фв}}$ где $E_{\text{фг}}$ и $E_{\text{фв}}$ означают отсчеты микрофотометра, соответствующие фотографическим и фотовизуальным лучам.

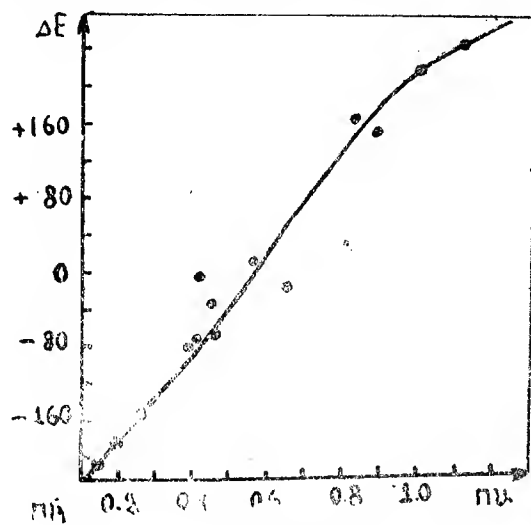
Характеристическую кривую можно строить также, пользуясь в качестве второй координаты не разностями ΔE , а отношениями $\rho = \frac{E_{\text{фг}}}{E_{\text{фв}}}$.

На чертеже 6 представлена одна из полученных нами характеристических кривых, построенная по полярной последовательности. По оси абсцисс отложены ПЦ, а по оси ординат ΔE . При этом снимок сделан внефокально.

В дальнейшем этот метод определения ПЦ мы упростили тем, что строили характеристические кривые ($m_{\text{фг}}, E_{\text{фг}}$) и ($m_{\text{фв}}, E_{\text{фв}}$). Образец подобных кривых дается на чертеже 7. Таким образом, мы получали в нашей системе $m_{\text{фг}}$ и $m_{\text{фв}}$ и, беря их разности, выводили ПЦ. Такой метод имеет преимущество перед обычным, выражающийся в том, что для фотографического и фотовизуального изображения имеется один и тот же фон пластинки, а недостаток состоит в том, что эти два изображения получаются в разное время.

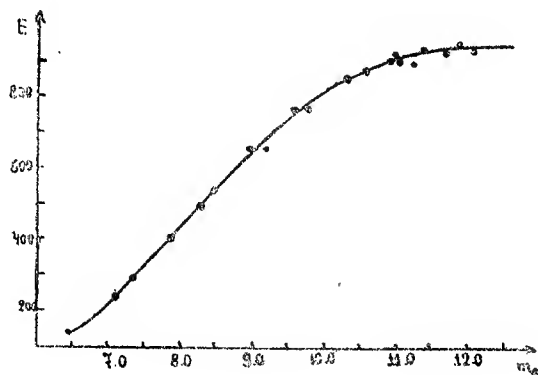
Для определения ПЦ внегалактических туманностей мы воспользовались вышеописанным методом, а также еще другим, который опишем ниже. Сами снимки были сделаны на анаберрационной камере. Была использована отечественная пленка «Изопанхром», на которой фотографировались два изображения с фильтрами БГЗ и ГГ11.

Хаббл и Хьюмасон [87] указывают, что для определения интегральных величин туманностей целесообразно пользоваться внефокальными изображениями звезд сравнения. Принимая это во внимание, мы



Чертеж 6 бббббб

снимали полярную последовательность внефокально, а сами внегалактические туманности слегка внефокально, считая, что внегалактические туманности и без того имеют расплывчатый вид.



Чертеж 7 бббббб

С целью достижения более точных определений ПЦ туманностей, мы решили воспользоваться в качестве шкалы сравнения, кроме полярной последовательности, также и трубчатым фотометром.

Применение трубчатого фотометра оправдано тем, что внегалактические туманности являются поверхностными объектами, а в таком случае трубчатый фотометр предпочтительнее стандартных звезд.

Мы печатали шкалу трубчатого фотометра на пленке, взятой из той же пачки, которая служила для фотографирования внегалактических туманностей. Калибровка производилась в отдельности через фильтры ВГЗ и ГГ11, применяемые и для снимков туманностей.

По данным измерения калиброванных пленок строились характеристические кривые—фотографическая ($E_{\text{фг}}, \lg I$) и фотовизуальная ($E_{\text{фв}}, \lg I$). ($E_{\text{фг}}$ и $E_{\text{фв}}$ обозначают здесь результаты измерения марок трубчатого фотометра на микрофотометре). Пользуясь этими кривыми, мы получали

для туманности, соответственно, $I_{\text{фг}}$ и $I_{\text{фв}}$, а по формуле $\Delta m = -2.5 \lg \frac{I_{\text{фг}}}{I_{\text{фв}}}$

вычисляли разность в звездных величинах. Для того чтобы перевести эту разность в показатели цвета, нужно придать ей поправку за нуль-пункт, т. е. для определения показателя цвета получается формула:

$$\text{ПЦ} = -2.5 \lg \frac{I_{\text{фг}}}{I_{\text{фв}}} + a, \quad (2.1)$$

где постоянная a является поправкой за нуль-пункт. Для получения значения постоянной мы пользовались звездами Северной полярной последовательности. Последняя снималась нами внефокально в каждую ночь наблюдения, поэтому мы могли получить значения нуль-пункта для каждой площадки отдельно, причем обычно мы брали от десяти до пятнадцати звезд полярной последовательности, а по ним вычисляли арифметическое среднее.

Таким образом, показатели цвета туманностей получены двумя способами: непосредственно по полярной последовательности и—с помощью трубчатого фотометра. В нашем каталоге даны арифметические средние из этих двух рядов значений показателей цвета.

Мы нашли необходимым, при применении трубчатого фотометра, учесть фон неба, который имеется на негативах исследуемых площадок и не имеется на калибровочных пленках. В связи с этим мы измеряли на негативах исследуемых площадок как незасвеченные части, так и фон неба (или фон пластинки) и учитывали последний.

Таким образом, вышеприведенная формула для определения показателей цвета с помощью шкалы трубчатого фотометра принимает окончательно следующий вид:

$$\text{ПЦ} = -2.5 \lg \frac{I_{\text{фг}} - I_{\text{ф}}}{I_{\text{фв}} - I_{\text{ф}}} + a, \quad (2.2)$$

где a как и в предыдущий формуле есть некоторая постоянная, $I_{\text{ф}}$ —яркость фона, $I_{\text{фг}}$ и $I_{\text{фв}}$ —яркости фотографического и фотовизуального изображений туманностей. Формулу (2.2) нужно считать более совершенной, чем формулу (2.1).

Отметим, что величина нуль-пункта или постоянной a зависит от яркости звезд, поэтому значение постоянной a приходилось определять для звезд разных величин. Как было сказано выше, это легко осуществлялось с помощью полярной последовательности.

Определения показателей цвета мы еще коснемся ниже, когда будем излагать определение ПЦ долгопериодических цефеид.

§ 11. Способ наблюдения

После установки светофильтров нам пришлось сократить рабочее поле инструмента примерно на градус по радиусу. Обычное поле представляется кругом радиуса $3^{\circ}46'$, но при применении фильтров радиус сократился до $2^{\circ}5'$ (см. выше описание инструментария). Учитывая это, мы разбили все северное полушарие на отдельные площадки, центры которых расположены в следующих поясах:

$$0^{\circ}0' - 24^{\circ}00' \dots\dots\dots +3^{\circ}$$

$$00 - 24 00 \dots\dots\dots +9$$

.....

.....

$$00 - 24 00 \dots\dots\dots +87$$

В южном полушарии центры площадок расположены до -22° .

Ввиду того, что яркие туманности до 13 зв. величины встречаются на небе относительно редко и далеко не всегда возможно получение нескольких туманностей на одном снимке, нам приходилось фотографировать довольно часто, получая по отдельному снимку для каждой туманности. Таким образом, такой предварительный план (разделение на площадки) в дальнейшем потерял смысл, поскольку приходилось фотографировать отдельные туманности.

Внегалактические туманности на этих площадках подбирались из каталога Шепли и Эймса [116], содержащего туманности до 13-ой зв. величины.

Некоторые площадки были сняты сперва с экспозициями по 30 минут, а потом—с экспозициями по 40 минут. Оказалось, что туманности тем лучше измеряются на микрофотометре, чем более они передержаны. Это, повидимому, связано с тем, что в последнем случае изображения туманностей больше похожи на изображения звезд. Поэтому, при выводе показателей цвета большие веса придавались показателям цвета, полученным с экспозициями в 40 минут.

Обычно снимок полярной последовательности служил в качестве стандартной площадки одновременно для двух исследуемых площадок, а в некоторых случаях—для трех и больше. Разумеется, снимки стандартной площадки проявлялись вместе со снимками туманности. Как указывалось, на каждой пластинке мы получали по два изображения. При этом, полюс снимался в той же последовательности фотографического и фотовизуального изображений, что и данные площадки.

§ 12. Определение системы показателей цвета

Нам предстояло выяснить связь нашей системы с интернациональной. Для этого мы воспользовались каталогом показателей цвета близполюсных звезд Сирса, Росса и Джойнера [114].

Для фотографирования была выбрана площадь с центром $z = 2^{\circ}0'$, $\delta = +85^{\circ}$. На этой площадке было выбрано всего 45 звезд от 8 до 11.5 звездной величины. Вся процедура определения показателей цвета звезд

производилась таким же путем, как и при определении показателей цвета туманностей.

Решая 45 условных уравнений по способу наименьших квадратов, мы получили формулы (2.3), при чем из них (а) соответствует определению показателей цвета без трубчатого фотометра, а (б)—по полярной последовательности и трубчатому фотометру, совместно.

$$\left. \begin{aligned} \text{ПЦ}_{\text{инт}} &= 0.63\text{ПЦ} + 0.24 \quad (a) \\ \text{ПЦ}_{\text{инт}} &= 0.67\text{ПЦ} + 0.22 \quad (б) \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Как видно из этих равенств, между ними по существу нет никакой разницы.

Из равенств (2.3) видно также, что наши показатели цвета совпадают с интернациональными, в первом случае, при $\text{ПЦ} = 0.65$ и во втором, при $\text{ПЦ} = 0.58$. Правда, в формулах (2.3) не учитывается зависимость от величины, но зато в дальнейшем мы устанавливаем эту зависимость.

§ 13. Цветовое уравнение

Для вывода цветового уравнения мы воспользовались полярной последовательностью. Мы построили характеристические кривые для белых звезд и из этих кривых получили звездные величины для красных звезд. Составляя разности для каждой звезды между полученной и стандартной величинами, мы получили несколько условных уравнений вида $x \cdot \text{ПЦ} = \Delta m$. Решая полученные условные уравнения способом наименьших квадратов, мы пришли к нижеследующим уравнениям (2.4) и (2.5) для фотографических и фотовизуальных лучей, соответственно:

$$m_{\text{фг}} = m'_{\text{фг}} - 0.370 \text{ПЦ}_{\text{инт}} \pm 0.024 \quad (2.4)$$

$$m_{\text{фв}} = m'_{\text{фв}} + 0.019 \text{ПЦ}_{\text{инт}} \pm 0.033 \quad (2.5)$$

где $m_{\text{фг}}$ и $m_{\text{фв}}$ обозначают интернациональные величины, а $m'_{\text{фг}}$ и $m'_{\text{фв}}$ наши величины.

С целью получения более надежных значений коэффициентов, нами было использовано 8 негативов полярной последовательности, снятых в разные ночи как в фотографических, так и в фотовизуальных лучах. Получив разные значения коэффициентов, мы взяли среднее арифметическое и для этой величины была выведена средняя квадратическая ошибка, которая и приписана к коэффициентам уравнений (2.4) и (2.5).

Очевидно, что пользуясь формулами (2.4) и (2.5), можно получить зависимость нашей шкалы ПЦ от интернациональной. Вычитая равенство (2.5) из равенства (2.4) получим:

$$\begin{aligned} \text{ПЦ}_{\text{инт}} &= \text{ПЦ} - 0.39 \text{ПЦ}_{\text{инт}} \\ \text{ПЦ}_{\text{инт}} &= 0.72 \text{ПЦ} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Равенство (2.6), служащее для перевода наших ПЦ в интернациональные, довольно хорошо согласуется с формулами (2.3), выведенными для этой цели, несмотря на то, что указанные формулы были получены другим способом. Совпадение было бы вполне хорошее, если бы формула

(2.6) имела постоянный член. Принимая во внимание, что формулы (2.4) и (2.5) выводились по небольшому числу звезд, для перевода ПЦ внегалактических туманностей в интернациональную систему следует отдавать предпочтение формулам (2.3).

Как видно из уравнений (2.4) и (2.5), коэффициент для фотографических лучей имеет довольно надежное значение и его вероятная ошибка мала сравнительно с его величиной. В случае фотовизуальных лучей вероятная ошибка коэффициента мала и превосходит значение самого коэффициента. Отсюда мы заключаем, что фотовизуальные величины, в противоположность фотографическим, не имеют поправки за цвет.

Принимая во внимание вышесказанное, можно понять, что лишь фотографические величины требуют довольно заметных поправок, согласно уравнению (2.6). Отсюда можно заключить, что наши ПЦ монотонно возрастают с истинным увеличением цвета туманностей.

Формула указывает на то, что наши показатели цвета тем более преувеличены, чем больше их истинные значения. Таким образом, можно было бы исправлять ПЦ по этой формуле и приводить к интернациональной системе, но, как указано выше, мы совершаем приведение к интернациональной системе по формулам (2.3).

Цветовое уравнение мы принимали во внимание и, при построении характеристических кривых, мы наносили на график звезды полярной последовательности после исправления их за цвет. Естественно, что точки измеренных значений имели некоторый разброс, но мы проводили по ним среднюю кривую.

§ 14. Ошибка определения показателей цвета

С целью определения точности получаемых показателей цвета, мы вычислили среднюю квадратическую ошибку одного определения показателя цвета для туманности, пользуясь формулой Петерса:

$$s = \frac{\sum |\Delta|}{n - \frac{1}{2}} \quad \text{или} \quad s = \frac{\sum |\Delta|}{\sqrt{n(n-1)}},$$

из которой для средней квадратической ошибки вытекает формула:

$$M = \pm 1.25 \frac{\sum |\Delta|}{n - \frac{1}{2}},$$

что в свою очередь, после деления на $\sqrt{2}$, дает выражение для средней квадратической ошибки одного наблюдения.

Ниже, в таблице IX, приводятся два определения показателей цвета по снимкам в разные ночи, на различных пластинках, а также и разности этих значений показателей цвета. Ясно, что эти разности в показателях цвета выражают истинную ошибку определения показателя цвета туманности, чем и оправдывается применение формулы Петерса.

Согласно этой таблице, средняя квадратическая ошибка одного определения показателя цвета получается равной ± 0.10 . Однако, нужно

заметить, что эта величина различна для различных типов туманностей. При этом можно сказать, что показатели цвета туманностей типа E определяются лучше, чем типа Sa, типа Sa лучше, чем для типа Sb и т. д. Наконец, нужно отметить, что в эту ошибку входят все остальные ошибки, в частности и ошибки измерения на микрофотометре, ошибка определения по двум способам (по полярной последовательности и трубчатым фотометром) и т. д.

Таблица IX ცხრილი

№ NGG	ПЦ _I	ПЦ _{II}	Δ		№ NGG	ПЦ _I	ПЦ _{II}	Δ	
205	0.85	0.79	+0.06		2633	0.56	0.65		-0.09
224	1.10	1.03	+0.07		2646	0.63	0.57	+0.11	
1400	0.79	0.95		-0.16	5485	0.83	0.94		-0.11
1407	1.20	1.06	+0.14		5678	0.78	1.01		-0.23
1415	0.86	0.81	+0.05		5687	0.83	1.02		-0.19
1426	0.86	0.94		-0.08	5866	1.27	1.23	+0.04	
1439	1.00	0.89	+0.11		5879	0.85	0.90		-0.05
1440	1.02	0.88	+0.14		5905	0.75	0.62	+0.12	
1452	0.85	0.79	+0.06		5907	0.92	0.77	+0.15	
2551	0.54	0.69		-0.15	5908	0.61	0.59	+0.02	

+1.08 -1.06

Аналогично таблице IX составлена и таблица X, в которой приводятся вычисленные средние квадратические ошибки одного измерения на микрофотометре.

Несмотря на то, что эта ошибка, как сказано, уже входит в предыдущую, мы все-таки решили определить ее отдельно.

Таблица X ცხრილი

№ NGG	ПЦ _I	ПЦ _{II}	Δ		№ NGG	ПЦ _I	ПЦ _{II}	Δ	
474	0.87	0.84	+0.02		1087	0.75	0.66	+0.09	
488	1.01	1.05		-0.04	1407	1.12	1.14		-0.02
520	0.62	0.65		-0.03	1415	0.86	0.84	+0.02	
521	0.73	0.69	+0.04		7743	0.80	0.82		-0.02
533	0.91	0.96		-0.05	7782	0.68	0.68		-0.00

+0.18 -0.16

Для этой цели мы взяли снимок, относящийся к созвездию Девы, с 10-тью туманностями и измерили эти туманности на микрофотометре по два раза. Соответственно мы определили показатели цвета, значения которых даны во втором и третьем столбцах таблицы X. При вторичном измерении мы изменили накал электролампочки настолько, насколько это может случиться при обычных измерениях.

Как показали вычисления, средняя квадратическая ошибка одного измерения равна ± 0.003 .

Как указывалось выше, мы определили показатели цвета также и с помощью трубчатого фотометра, в связи с чем мы вычислили среднюю квадратическую разность одного определения показателя цвета туманности по полярной последовательности и с трубчатым фотометром. Для этой цели мы взяли 25 туманностей разных типов и вышеуказанным уже способом нашли ошибку одного определения показателя цвета. В этом случае последняя оказалась равной ± 0.05 .

§ 15. Учет атмосферного поглощения

В астрофотометрии, как известно, необходимо уметь освобождать определяемые звездные величины от поглощения в атмосфере Земли. Чем больше требований к точности определения звездной величины или показателя цвета, тем точнее требуется учитывать поглощение.

Как указывалось выше, при определении показателей цвета, в качестве стандартной площадки мы пользовались полярной последовательностью, поэтому мы не приводили результаты к зениту и к пустоте, а получали дифференциальное поглощение между исследуемыми объектами и полярной последовательностью, так как при относительной фотометрии легче устанавливать разности блеска.

Как известно, показатель прозрачности земной атмосферы выражается на данном z и в зените так [131]:

$$P_{\lambda}(z) = e^{-\int_0^z \kappa(h) \sin z'(h) dh}, \quad P_{\lambda}(z_0) = e^{-\int_0^{z_0} \kappa(h) dh}.$$

Отсюда, для поглощения вне атмосферы получаем:

$$\Delta m_{\lambda}(z) = -2.5 \lg p_{\lambda} M(z). \quad (2.7)$$

где $M(z)$ выражает массу воздуха. В равенстве (2.7) масса воздуха в направлении на зенит принята за единицу $M(0) = 1$. На данном зенитном расстоянии в общем случае $M(z)$ выражается формулой (2.8):

$$M(z) = \frac{\sec z \int_0^z \kappa(h) \frac{dh}{\sqrt{1 + \frac{2Rh - h^2}{(R+h)^2} \tan^2 z}}}{\int_0^z \kappa(h) dh}, \quad (2.8)$$

(без учета рефракции).

Но, как показали исследования ряда авторов, если ограничиться астрофотометрическими наблюдениями в пределах $z < 70^\circ$, то воздушную массу $M(z)$ можно заменить формулой:

$$M(z) = \sec z, \quad (2.9)$$

т. е. на не слишком больших зенитных расстояниях воздушная масса считается пропорциональной секансу зенитного расстояния.

В таком случае формула (2.7) переписывается в виде:

$$\Delta m_{\lambda}(z) = -2.5 \lg p_{\lambda} \sec z, \quad (2.10)$$

а формула приведения к зениту в виде:

$$m_{\lambda}(z) - m_{\lambda}(z_0) = \Delta m_{\lambda}(z_0) = -2.5 \lg p_{\lambda} (\sec z - 1). \quad (2.11)$$

Как мы указали выше, для определения ПЦ внегалактических туманностей, снимки производились последовательно в синих и желтых лучах для исследуемой и полярной областей, соответственно. Если в данном случае зенитные расстояния для исследуемой площадки обозначим в синих и желтых лучах через z_1 и z_2 , а для полярной последовательности большими буквами Z_1 и Z_2 , соответственно, то равенство (2.11) для нашего случая переписывается следующим образом:

$$m_{s1} - m_{0,1} = -2.5 \lg p_{\text{фг}} (\sec z_1 - 1),$$

$$m_{s2} - m_{0,2} = -2.5 \lg p_{\text{фв}} (\sec z_2 - 1),$$

а для полюса:

$$m_{s1} - m_{0,1} = -2.5 \lg p_{\text{фг}} (\sec Z_1 - 1),$$

$$m_{s2} - m_{0,2} = -2.5 \lg p_{\text{фв}} (\sec Z_2 - 1).$$

Если возьмем разность между фотографическими и фотовизуальными величинами, как для исследуемой площадки, так и для полюса, то будем иметь:

$$\begin{aligned} m_{s1} - m_{s2} &= 2.5 \left(\lg \frac{p_{\text{фв}}}{p_{\text{фг}}} - \lg p_{\text{фг}} \sec z_1 + \lg p_{\text{фв}} \sec z_2 \right), \\ m_{s1} - m_{s2} &= 2.5 \left(\lg \frac{p_{\text{фв}}}{p_{\text{фг}}} - \lg p_{\text{фг}} \sec Z_1 + \lg p_{\text{фв}} \sec Z_2 \right). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Во втором равенстве в уравнении (2.12) можно считать:

$$\sec Z_1 \cong \sec Z_2$$

Это тем более допустимо, если полюс экспонируется с небольшой продолжительностью.

Если возьмем разности первого и второго равенств из формулы (2.12), получим:

$$\text{ПЦ}_{\text{наб.}} - \text{ПЦ}_{\text{ст.}} = \Delta \text{ПЦ} = 2.5 \left(\lg \frac{p_{\text{фг}}}{p_{\text{фв}}} \sec Z_2 - \lg p_{\text{фг}} \sec z_1 + \lg p_{\text{фв}} \sec z_2 \right) \quad (2.13)$$

Принимая во внимание эффективные длины волн, полученные нами выше, и соответствующие им коэффициенты прозрачности земной атмосферы $p_{\text{фг}} = 0.776$ и $p_{\text{фв}} = 0.876$, окончательно будем иметь:

$$\Delta \text{ПЦ} = 0.275 \sec z_1 - 0.144 \sec z_2 - 0.197 \quad (2.14)$$

или

$$\Delta \text{ПЦ} = 0.275 M(z) - 0.144 M(z_2) - 0.197.$$

Наконец, находя из таблицы Бемпорада [145] $M(z_1)$ и $M(z_2)$ по вычисленным зенитным расстояниям, получим искомую поправку показателя цвета. Поправка ПЦ вычитается из получаемых значений показателя цвета исследуемых туманностей, при чем принимается во внимание ее знак.

Если произвести одновременные снимки в синих и желтых лучах, тогда согласно формуле (2.11) для ПЦ можем написать:

$$\text{ПЦ}_s - \text{ПЦ}_{s0} = (2.5 \lg P_{\text{фв}} - 2.5 \lg P_{\text{фт}})(\text{Sec}z - 1) \quad (2.15)$$

Для случая двух определений ПЦ одной и той же звезды на разных зенитных расстояниях, обозначая величину в скобках через α , согласно (2.15) получим уравнение (2.16) для определения α :

$$\Delta \text{ПЦ} = \text{ПЦ}_I - \text{ПЦ}_{II} = \alpha(\text{Sec}z_1 - \text{Sec}z_2). \quad (2.16)$$

ПЦ_I и ПЦ_{II} означают первое и второе определение одной и той же звезды на разных зенитных расстояниях. Определение величины α равносильно определению коэффициентов прозрачности для наших эффективных длин волн в синих и желтых лучах, т. е. исключается необходимость знания $P_{\text{фт}}$ и $P_{\text{фв}}$ в отдельности. Значение α называется фактором поглощения или фактором ослабления света.

Фактор поглощения можно определить также несколько иным путем. Если равенство (2.15) напишем для случая вне атмосферы, то будем иметь:

$$\Delta \text{ПЦ} = \alpha(t)M(z) = \alpha(t)\text{Sec}z,$$

где

$$\Delta \text{ПЦ} = \text{ПЦ}_{s,t} - \text{ПЦ}_0.$$

Тогда можем написать:

$$\alpha(t) = \frac{\text{ПЦ}_{s,t} - \text{ПЦ}_0}{M(z)}. \quad (2.17)$$

Здесь ПЦ_{s,t} — наблюдаемый показатель цвета, ПЦ₀ — значение показателя цвета вне атмосферы, которое в данном случае полагается известным, а вообще можно его определить из многих наблюдений способом наименьших квадратов. $\alpha(t)$ по-прежнему фактор цветового поглощения. Как известно, фактор поглощения для всего неба меняется в зависимости от сезона в течение года, от ночи к ночи, и в течение самой ночи, а также в зависимости от зенитного расстояния т. е. от $M(z)$ (эффект Ф о р б с а).

Эффект Ф о р б с а вызывается от того, что коэффициент прозрачности p или фактор ослабления $\alpha(t)$ зависят от длины волны λ в случае монохроматического излучения, и при наблюдении светил на разных зенитных расстояниях $P_{\text{фт}}$ и $P_{\text{фв}}$ меняются по разному. Указанное явление называют также эффектом селективности.

Ввиду существования эффекта Ф о р б с а звездам разных спектральных классов соответствуют разные величины коэффициентов прозрачности или фактора поглощения.

Ввиду того, что эффект Ф о р б с а незначителен, нет необходимости в фотографической астрофотометрии учитывать его, тогда как учет сезонного хода $\alpha(t)$ или p необходим. Чтобы установить сезонный ход фактора поглощения, необходимо определять последний в каждую наблюдательную ночь.

Поглощение в земной атмосфере по вышеприведенным формулам определялось для среднего момента экспозиции, что нужно считать лишь некоторым приближением. Последнее тем грубее, чем длительнее экспонируется исследуемая площадка. Это происходит от того, что воздушные массы несимметричны относительно среднего момента экспозиции. Поэтому

му мы находим средний момент экспозиции несколько иным путем—аналогично определению эффективной длины волны излучения и обозначаем указанный средний момент через T , который, согласно определению, равен:

$$\bar{T} = \frac{\sum_{z_1}^{z_2} [M(z) - 1] T}{\sum_{z_1}^{z_2} [M(z) - 1]} \quad (2.18)$$

По полученным T находим соответствующее зенитное расстояние z , следовательно, соответствующую массу воздуха $M(z)$, после чего по формуле (2.10) получаем поправки за поглощение Δm , считая последнюю средней поправкой.

Довольно хорошее приближение мы получим, если формулу (2.18) заменим формулой (2.19), в случае которой поправки за поглощение необходимо знать лишь для начального и конечного моментов экспозиции. Беря из них среднее, получаем:

$$\Delta m = \frac{\Delta m_{\text{нач.экс.}} + \Delta m_{\text{кон.экс.}}}{2} \quad (2.19)$$

Для примера возьмем фотографируемую площадку с координатами $\alpha = 21^{\text{h}}0^{\text{m}}$ и $\delta = +45^{\circ}$, с продолжительностью экспозиции 1 час 5 минут, от часового угла $5^{\text{h}}09^{\text{m}}$ до $6^{\text{h}}14^{\text{m}}$. Если возьмем просто средний момент экспозиции, поправку за поглощение получим равной $\Delta m = 0^{\text{m}}.288$.

Пользуясь же формулой (2.19), будем иметь $\Delta m = 0^{\text{m}}.272$.

Как видно, разница составляет 0.016 звездной величины. При точных измерениях, т. е. точнее ± 0.02 , необходимо учитывать это обстоятельство. Однако, нужно отметить, что при таких больших часовых углах редко приходится фотографировать, и поэтому редко приходилось пользоваться и формулой (2.19).

§ 16. Каталог показателей цвета внегалактических туманностей

Описанным методом были определены показатели цвета 509 внегалактических туманностей и их значения приводятся в таблице XI, являющейся каталогом этих величин.

В первом столбце даны порядковые номера туманностей, во втором — их номера по NGC, в третьем — фотографические величины туманностей по каталогу Шепли и Эймса [116], в четвертом — фотовизуальные величины, полученные на основе наших значений показателей цвета. Таким образом, эти фотовизуальные величины даются в той же системе, что и фотографические величины Шепли и Эймса. В пятом и шестом столбцах представлены показатели цвета и тип туманностей, соответственно. В седьмом столбце даются характеристики сжатия, вычисленные согласно данным Шепли и Эймса [116] по формуле:

$$C = 10^{\frac{a-b}{a}}$$

где a и b большая и малая оси внегалактической туманности.

Определение показателей цвета 509 внегалактических туманностей... 51

Таблица XI

№	NGC	m _г	m _в	ПЦ	Тип	Сж.	№	NGC	m _г	m _в	ПЦ	Тип	Сж.
1	16	13.0	12.6	0.35	—	—	56	1332	11.4	10.2	1.20	Sa	8.1
2	23	12.7	12.0	0.67	—	4.0	57	1339	12.8	12.2	0.60	E	0.0
3	151	12.5	11.8	0.72	S	5.0	58	1344	11.6	10.6	0.95	E	5.0
4	157	11.1	10.8	0.30	Sc	2.0	59	1351	12.8	11.8	1.00	E	2.5
5	185	11.8	10.7	1.07	Ep	2.0	60	1353	12.4	11.6	0.82	S	6.0
6	205	10.8	9.9	0.90	Ep	6.2	61	1359	12.8	12.7	0.08	I	1.9
7	210	12.5	11.6	0.93	S	4.5	62	1376	12.9	12.3	0.57	S:	—
8	224	5.	3.9	1.06	Sb	7.5	63	1400	12.5	11.6	0.92	E	1.7
9	227	13.1	12.4	0.72	—	—	64	1407	11.5	10.3	1.16	E	0.0
10	245	12.9	12.7	0.22	S	2.0	65	1415	12.8	11.9	0.88	S:	5.0
11	268	13.2	12.9	0.28	—	—	66	1417	12.9	12.2	0.68	S:	2.7
12	274	13.0	11.7	0.29	—	—	67	1421	12.0	11.8	0.22	S	8.3
13	275	13.0	12.3	0.66	—	—	68	1426	12.8	11.8	1.05	E	2.3
14	278	11.6	11.5	0.11	Sc	0.0	69	1439	12.9	12.0	0.91	E	0.0
15	337	12.2	11.6	0.62	I	2.5	70	1440	13.0	12.1	0.94	—	—
16	470	12.4	11.6	0.80	Sc	3.7	71	1452	13.0	12.2	0.83	—	—
17	474	12.6	11.7	0.86	E	0.0	72	1453	12.8	11.9	0.92	E	2.5
18	488	11.8	10.7	1.06	Sa	0.0	73	1461	12.8	12.2	0.60	—	—
19	520	12.4	11.8	0.62	I:	7.7	74	1600	12.7	12.0	0.73	E ₃	3.3
20	521	13.0	12.3	0.70	—	—	75	1625	13.1	12.4	0.73	—	—
21	533	13.0	12.1	0.92	—	—	76	1637	11.6	10.7	0.88	Sc	1.7
22	584	11.6	10.9	0.73	E	4.0	77	1638	13.1	12.4	0.68	—	—
23	596	12.2	11.2	0.95	E	1.7	78	1659	12.9	12.2	0.66	S:	5.3
24	615	12.6	12.1	0.50	Sc	7.0	79	1667	12.9	12.0	0.88	S:	0.0
25	628	11.2	10.3	0.86	Sc	0.0	80	1726	13.0	12.2	0.79	—	—
26	636	12.6	11.6	0.95	E	0.0	81	2146	11.6	11.0	0.60	Sap	5.0
27	672	11.9	11.1	0.76	Sb	4.3	82	2196	12.6	11.4	1.25	S	5.0
28	681	12.9	12.2	0.68	S:	0.08	83	2207	12.3	11.4	0.89	S	3.3
29	701	12.7	12.2	0.50	S	7.0	84	2223	12.7	11.4	1.29	S	2.9
30	718	12.7	12.1	0.59	—	2.0	85	2268	12.2	11.4	0.84	—	5.5
31	741	13.0	12.3	0.74	—	—	86	2276	12.4	11.7	0.74	S	2.0
32	750	12.9	12.1	0.82	E	2.5	87	2300	12.2	11.3	0.91	E ₁	3.0
33	779	11.8	10.7	1.14	SBc	8.3	88	2336	12.4	11.7	0.74	S	4.0
34	890	12.7	11.9	0.85	E:	5.6	89	2441	12.7	12.3	0.44	S	0.0
35	936	11.5	10.4	1.10	SBa	3.3	90	2500	12.6	12.2	0.41	S	—
36	941	13.3	12.8	0.50	—	—	91	2523	12.7	12.0	0.68	—	—
37	949	12.8	11.8	1.02	Sb	7.0	92	2541	12.7	12.6	0.13	—	5.5
38	955	13.1	12.5	0.60	—	—	93	2551	13.1	12.4	0.68	—	—
39	958	13.0	13.3	0.70	—	—	94	2633	12.6	12.0	0.60	SBc	5.0
40	991	12.7	12.5	0.25	S	0.0	95	2646	12.8	12.2	0.65	—	—
41	1022	12.0	11.2	0.75	SBb	4.5	96	2655	11.6	10.6	1.00	So	—
42	1023	11.2	9.7	1.54	SBa	8.1	97	2681	11.3	10.5	0.82	Sa	—
43	1035	12.8	12.5	0.32	S	7.5	98	2712	12.7	12.1	0.56	SBa	3.7
44	1048	12.5	11.9	0.58	S	0.0	99	2732	12.7	12.4	0.32	—	—
45	1052	11.6	10.5	1.13	E	2.9	100	2748	12.4	11.5	0.89	Sb	6.7
46	1055	12.0	11.5	0.52	S	8.0	101	2776	12.2	11.8	0.36	Sc	0.0
47	1058	12.7	11.4	1.29	S:	0.9	102	2832	12.9	11.8	1.14	E ₁	0.0
48	1068	10.0	9.2	0.80	Sb	3.2	103	2859	12.3	11.2	1.04	SBa	3.7
49	1084	11.2	10.5	0.66	Sc	6.2	104	2964	11.9	11.2	0.67	Sc	5.2
50	1087	11.2	10.5	0.69	Sc	4.3	105	2968	12.8	12.0	0.78	I	4.2
51	1090	12.8	12.3	0.54	S	6.2	106	2976	11.2	10.2	1.00	Sc	6.6
52	1172	13.1	12.2	0.94	—	—	107	2985	11.8	10.9	0.93	Sb	—
53	1179	13.0	12.2	0.82	—	—	108	2986	12.2	11.3	0.92	E	—
54	1199	12.7	11.7	0.99	—	0.0	109	3003	12.5	12.1	0.45	Sc	8.3
55	1288	13.0	12.0	1.00	—	—	110	3021	12.7	12.1	0.57	Sc	—

1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
111	3034	9.4	8.3	1.08	I	7.9	169	3627	9.9	8.8	1.07	Sb	6.9
112	3065	12.9	12.4	0.50	E	0.0	170	3628	11.3	10.7	0.59	Sb	8.8
113	3067	12.8	12.2	0.60	S:	5.0	171	3630	12.8	12.3	0.54	S:	7.3
114	3077	11.4	10.3	1.06	I	3.3	172	3640	11.6	10.8	0.76	E:	2.2
115	3091	12.7	12.2	0.51	E:	0.0	173	3646	11.8	11.1	0.69	S:	6.8
116	3147	11.9	11.1	0.85	Sb	1.5	174	3655	12.3	11.3	0.97	Sc	4.5
117	3156	13.1	12.4	0.72	—	—	175	3859	12.9	12.4	0.49	S:	5.4
118	3162	12.3	12.0	0.26	S	2.1	176	3664	12.9	12.8	0.09	S:	0.0
119	3166	11.6	10.7	0.88	Sa	—	177	3666	12.6	12.2	0.45	Sc	8.0
120	3169	11.9	11.0	0.92	Sa	5.8	178	3672	11.8	11.0	0.77	Sc	5.7
121	3177	12.8	12.1	0.69	E:	0.0	179	3681	12.8	12.2	0.59	Sb	0.0
122	3185	12.7	12.0	0.71	S:	4.1	180	3683	13.2	12.6	0.59	—	—
123	3190	12.1	11.1	0.97	Sb	6.7	181	3684	12.6	12.0	0.56	Sb	3.3
124	3193	12.6	11.6	0.97	E	2.0	182	3686	12.3	11.7	0.56	SBc	0.0
125	3226	12.8	12.0	0.81	E	1.0	183	3690	12.1	11.8	0.29	S	7.1
126	3227	12.2	11.3	0.87	Sb	6.0	184	3691	13.1	12.5	0.58	—	—
127	3245	12.0	11.2	0.75	Sa	—	185	3705	12.2	11.4	0.76	S	6.6
128	3254	12.6	11.9	0.67	Sc	7.5	186	3718	12.4	11.8	0.57	SBb	—
129	3259	12.9	12.5	0.45	S	4.5	187	3729	13.0	12.4	0.60	—	—
130	3277	12.6	11.9	0.69	Sb	0.0	188	3738	12.2	12.2	0.04	I	3.6
131	3300	13.1	12.4	0.66	—	—	189	3756	12.5	12.0	0.50	Sc	6.0
132	3329	12.9	11.8	1.12	E	4.0	190	3769	12.5	12.3	0.16	SBc	7.8
133	3338	12.2	11.5	0.74	S	4.6	191	3780	12.6	12.1	0.49	S	2.0
134	3346	12.4	11.8	0.59	SBc	2.0	192	3888	13.0	12.5	0.48	—	—
135	3348	12.1	11.6	0.53	E ₀	0.0	193	3893	11.0	10.1	0.86	Sc	—
136	3351	11.5	10.6	0.90	SEb	0.0	194	3898	12.0	11.1	0.90	Sa	7.4
137	3359	12.2	11.8	0.40	S	0.0	195	3917	12.8	12.1	0.66	Sc	8.0
138	3367	12.3	11.7	0.55	S	0.0	196	3949	11.6	10.5	1.07	Sc	—
139	3368	10.4	9.4	1.01	Sa	4.3	197	3953	11.5	11.0	0.49	Sb	5.1
140	3377	11.6	10.7	0.94	E	4.7	198	3955	12.8	12.4	0.45	S:	6.9
141	3379	10.8	9.6	1.20	E	0.0	199	3956	12.6	12.2	0.36	Sb	6.8
142	3384	11.3	10.2	1.10	SBa	—	200	3957	12.9	12.4	0.54	Sb	8.6
143	3389	12.6	12.0	0.59	Sc	5.5	201	3963	12.7	12.1	0.60	S	0.0
144	3395	12.4	12.7	—0.32	Sc	5.4	202	3981	12.7	12.3	0.35	S	7.2
145	3396	12.8	12.9	—0.06	Sc	—	203	3982	11.8	11.2	0.60	Sc	—
146	3412	11.6	10.8	0.81	SBa	4.8	204	3985	12.9	12.1	0.78	S	5.0
147	3430	12.4	12.3	0.10	Sc	5.2	205	3998	11.6	10.7	0.89	S ₀	1.8
148	3445	12.9	13.1	—0.16	Sc	0.0	206	4024	12.9	12.3	0.60	S:	8.2
149	3448	12.6	12.7	—0.07	Sc	8.3	207	4026	12.0	11.3	0.73	So	8.0
150	3485	12.8	12.3	0.54	S:	0.8	208	4027	11.6	11.3	0.28	S	2.5
151	3486	11.4	10.9	0.50	Sc	—	209	4038	11.0	10.7	0.30	Scp	0.0
152	3489	11.3	10.5	0.76	Sb	6.0	210	4045	12.8	12.2	0.56	E	1.7
153	3495	12.7	12.2	0.53	S:	5.0	211	4047	12.8	12.0	0.80	—	2.5
154	3504	11.7	11.3	0.36	SBb	5.0	212	4051	11.7	10.8	1.06	Sb	5.0
155	3512	12.8	12.0	0.78	Sc	0.0	213	4062	12.1	11.7	0.40	Sc	6.7
156	3521	10.3	9.3	1.01	Sc	—	214	4073	13.2	12.4	0.83	—	—
157	3556	11.0	10.4	0.63	Sc	8.1	215	4085	12.8	12.0	0.77	Sb	7.8
158	3593	12.4	11.6	0.84	Sb	7.8	216	4088	12.2	11.3	0.90	Sc	6.7
159	3596	12.2	12.0	0.22	Sc	0.0	217	4096	12.2	11.6	0.65	Sc	8.3
160	3605	13.1	12.4	0.66	—	—	218	4100	11.9	11.2	0.74	Sc	7.5
161	3607	11.4	10.3	1.12	Ep	2.3	219	4111	11.6	10.8	0.81	So	7.1
162	3608	12.5	11.6	0.94	E ₂	1.7	220	4116	12.4	12.3	0.10	S	5.1
163	3610	11.7	11.1	0.57	E _s	4.3	221	4183	12.3	11.8	0.46	S	2.7
164	3611	12.5	12.2	0.30	—	4.5	222	4136	12.1	11.6	0.48	S	0.0
165	3613	12.0	12.4	—0.36	E _s	6.1	223	4138	12.2	11.6	0.64	Sa	—
166	3619	12.8	13.2	—0.35	S ₀	0.0	224	4143	12.2	11.1	1.14	SBO	—
167	3623	10.5	9.0	1.53	Sa	7.5	225	4144	12.4	12.0	0.40	S:	8.7
168	3626	11.8	10.8	0.98	Sa	—	226	4150	12.6	11.9	0.74	Sa	3.8

Определение показателей цвета 509 внегалактических туманностей... 53

1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
227	4152	12.7	12.0	0.72	S	1.0	285	4425	13.1	12.4	0.67	—	—
228	4158	12.9	12.3	0.63	—	1.4	286	4429	11.7	10.6	1.10	Sa	6.7
229	4168	12.8	12.0	0.81	E ₂	0.0	287	4433	12.9	12.7	0.16	Sb	6.1
230	4179	11.8	11.0	0.84	E	5.9	288	4435	11.8	11.0	0.81	E	3.7
231	4189	13.0	12.3	0.66	—	—	289	4438	11.9	10.9	0.98	Sb	6.3
232	4192	11.5	10.5	0.97	Sb	7.5	290	4442	11.4	10.4	1.04	SBa	6.9
233	4203	12.0	11.1	0.88	SBa	0.0	291	4448	11.9	11.1	0.80	Sb	6.7
234	4212	12.1	11.3	0.79	Sc	3.1	292	4449	10.3	9.0	1.26	I	4.4
235	4215	12.8	11.9	0.87	E:	7.3	293	4450	11.4	10.4	0.95	Sb	2.0
236	4216	11.3	10.2	1.13	Sb	8.6	294	4459	11.9	10.9	1.01	E ₂	5.0
237	4217	11.9	10.5	1.38	S	6.9	295	4460	12.5	11.5	0.99	Sc	7.1
238	4220	12.4	11.5	0.90	Sa	8.4	296	4469	12.5	11.6	0.94	S	7.0
239	4224	13.0	12.1	0.87	—	—	297	4472	10.1	9.0	1.07	E ₁	1.1
240	4233	13.0	12.2	0.84	—	—	298	4473	11.7	10.8	0.87	E	5.0
241	4234	13.0	13.1	0.10	I	—	299	4478	12.5	11.7	0.82	E	1.7
242	4237	12.6	12.0	0.63	S	3.3	300	4483	13.3	12.7	0.61	—	—
243	4242	11.8	11.0	0.82	S	2.9	301	4486	10.7	9.5	1.20	Eop	0.0
244	4245	12.3	11.4	0.89	SBb	4.0	302	4487	12.0	11.7	0.32	S	2.5
245	4251	11.6	10.9	0.74	SO	5.6	303	4490	10.5	9.5	0.95	Sc	5.5
246	4254	10.5	9.9	0.62	Sc	0.0	304	4494	10.9	9.9	0.98	E	0.0
247	4258	10.2	9.1	1.05	Sb	7.0	305	4496	12.0	11.2	0.77	S	3.3
248	4260	12.7	11.7	0.99	S	6.1	306	4501	10.9	9.8	1.08	Sc	5.0
249	4261	11.7	10.6	1.10	E ₃	1.9	307	4503	12.8	11.8	0.95	E	6.4
250	4262	12.6	11.9	0.67	E ₁	0.7	308	4504	12.3	12.0	0.34	Sc	3.3
251	4267	12.6	11.6	0.97	SBO	0.0	309	4517	11.6	10.8	0.77	Sc	9.0
252	4270	12.8	11.9	0.94	SO	0.6	310	4519	12.6	11.9	0.69	S	3.3
253	4273	12.2	11.5	0.69	Sb	3.0	311	4526	10.7	9.9	0.85	Sa	8.0
254	4274	11.7	10.7	1.00	Sa	7.1	312	4527	11.3	10.3	1.01	S	7.6
255	4278	11.6	10.5	1.08	E ₁	1.0	313	4532	12.1	11.7	0.44	I	6.0
256	4281	12.2	11.2	0.98	Sa	5.0	314	4536	11.2	10.4	0.83	Sc	7.4
257	4283	12.8	12.0	0.75	Eo	0.0	315	4540	12.9	12.4	0.54	S	2.8
258	4291	12.5	11.7	0.77	E ₂	0.0	316	4546	11.4	10.7	0.72	E	6.7
259	4293	11.7	11.0	0.67	S	6.0	317	4548	11.9	11.0	0.94	SBb	1.0
260	4298	12.5	11.9	0.61	S	5.0	318	4550	12.7	11.8	0.93	Sa	7.8
261	4299	13.1	12.6	0.51	—	—	319	4552	11.3	10.2	1.14	E	0.0
262	4307	13.0	12.0	0.95	—	—	320	4559	10.7	10.0	0.70	Sc	7.5
263	4314	11.7	10.9	0.08	SBp	—	321	4564	12.1	11.5	0.83	E	7.0
264	4324	12.5	11.6	0.92	S:	5.3	322	4565	10.7	9.7	1.05	Sb	9.3
265	4339	12.6	11.6	0.97	Eo	0.0	323	4567	12.3	11.5	0.85	S	3.3
266	4342	12.8	11.9	0.89	E	4.4	324	4568	12.2	11.1	1.11	S	5.0
267	4365	11.0	9.7	1.26	E ₂	2.5	325	4569	11.2	10.4	0.85	Sc	5.0
268	4371	12.1	11.3	0.85	SBa	2.3	326	4570	12.0	11.0	0.95	E	6.7
269	4374	10.9	9.7	1.24	Ep ₁	1.0	327	4571	12.8	12.1	0.72	S	1.0
270	4377	12.9	11.9	1.01	E	2.0	328	4578	12.5	11.7	0.83	E ₂	4.0
271	4379	13.0	12.1	0.94	—	—	329	4579	11.0	9.9	1.10	Sb	1.1
272	4380	12.8	12.4	0.37	S	4.0	330	4580	12.8	12.1	0.74	Sc	2.0
273	4382	10.5	9.5	1.01	Ep ₃	3.7	331	4586	13.0	12.2	0.79	—	—
274	4386	12.8	12.0	0.81	E	3.3	332	4589	12.1	11.1	1.05	E ₁	0.0
275	4388	12.2	11.6	0.61	S	8.0	333	4592	12.4	12.2	0.22	(S:)Ep	8.2
276	4389	12.8	12.0	0.84	S	5.0	334	4594	8.1	6.8	1.29	Sa	7.8
277	4394	12.2	11.2	0.99	SBb	1.2	335	4596	12.2	11.2	0.95	SBa	6.2
278	4395	11.4	10.5	0.89	Sp	1.7	336	4597	12.9	12.8	0.09	Sc	6.5
279	4406	10.9	9.8	1.08	E ₂	2.4	337	4602	12.4	11.5	0.86	S	5.0
280	4412	12.8	12.2	0.61	S	2.5	338	4608	12.7	11.8	0.90	S	2.5
281	4414	11.1	10.3	0.79	Sc	5.0	339	4612	12.6	12.0	0.56	E:	8.0
282	4417	12.3	11.4	0.87	E ₁	6.0	340	4618	11.5	9.8	1.65	I	2.0
283	4420	12.5	11.9	0.56	S	5.9	341	4621	11.4	10.4	1.03	E ₃	4.1
284	4424	12.6	12.0	0.65	S	4.1	342	4623	13.2	12.6	0.62	—	—

1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
343	4630	13.1	12.5	0.60	—	—	401	5005	11.3	9.5	1.82	Sb	7.0
344	4632	12.1	11.3	0.77	Sc	6.9	402	5033	11.6	10.3	1.33	Sc	5.0
345	4636	10.8	9.4	1.36	Bo	0.8	403	5077	12.2	11.5	0.70	(E:)E	3.0
346	4639	12.3	11.7	0.57	S	2.0	404	5194	10.1	9.5	0.61	Sc	5.0
347	4643	11.6	10.5	1.07	SBa	6.1	405	5195	11.1	10.2	0.93	I	2.5
348	4647	12.0	11.5	0.52	S	1.2	406	5204	12.2	11.6	0.61	S	—
349	4649	10.6	9.5	1.09	E ₂	2.0	407	5308	12.8	12.1	0.73	So	6.8
350	4651	11.8	11.2	0.62	S	3.1	408	5313	13.0	12.3	0.74	—	—
351	4654	11.7	11.3	0.45	S	3.1	409	5322	11.6	11.0	0.63	E	2.9
352	4658	12.4	11.9	0.52	S	6.0	410	5326	13.1	12.5	0.60	—	—
353	4660	12.3	11.4	0.93	E ₅	5.0	411	5350	12.9	11.5	1.35	S	4.7
354	4665	11.8	10.8	1.01	Sa	—	412	5351	13.0	12.4	0.57	—	—
355	4666	11.3	10.4	0.90	Sc	8.5	413	5353	12.4	11.8	0.60	—	6.7
356	4684	12.2	11.3	0.90	Sa	6.7	414	5362	13.2	12.8	0.40	—	—
357	4689	12.0	11.2	0.80	S	3.3	415	5371	11.7	10.9	0.76	S	3.0
358	4691	11.8	11.6	0.18	SBc	7.7	416	5377	12.8	11.9	0.90	Sa	8.0
359	4694	12.6	12.0	0.58	(E:)Sb:	7.0	417	5380	13.2	12.4	0.80	—	—
360	4698	12.2	11.1	1.07	Sa	6.7	418	5383	12.7	11.8	0.90	SBc	0.8
361	4699	10.5	9.3	1.15	SBb	4.6	419	5395	13.0	12.2	0.78	—	—
362	4700	12.2	12.0	0.21	(S:)Sc	8.6	420	5406	13.0	12.6	0.42	—	—
363	4701	12.8	12.1	0.70	E:	1.1	421	5426	12.8	11.5	1.32	S	0.0
364	4710	12.0	11.1	0.89	Sa	8.6	422	5427	12.0	11.3	0.70	S	0.0
365	4725	10.8	9.8	1.00	Sb	2.0	423	5430	12.8	12.4	0.41	SB	5.0
366	4736	9.0	7.1	1.88	Sb	3.0	424	5448	12.5	11.8	0.67	Sa	7.3
367	4742	11.9	11.1	0.83	S	4.0	425	5457	9.0	7.7	1.28	Sc	0.0
368	4747	12.7	12.2	0.50	S	8.3	426	5468	12.4	11.9	0.54	S	0.0
369	4754	12.0	10.8	1.18	SBa	6.7	427	5473	12.8	11.9	0.90	SBc	5.0
370	4760	12.5	11.9	0.56	E	0.0	428	5480	12.6	12.0	0.61	S	4.0
371	4762	11.8	10.6	1.22	Sa	8.9	429	5485	12.9	12.0	0.86	So	0.0
372	4771	12.9	12.4	0.53	S	8.6	430	5523	12.8	12.2	0.61	S	8.4
373	4772	12.6	11.9	0.71	S	6.7	431	5548	12.9	12.3	0.61	Sa	0.0
374	4775	11.6	11.6	0.04	(S:)Sc	8.0	432	5566	11.9	10.9	0.96	SBb	7.5
375	4781	11.7	11.2	0.51	Sc	6.7	433	5574	13.1	12.5	0.60	—	—
376	4782	12.9	11.5	0.43	S:	0.0	434	5576	11.9	11.6	0.28	E	4.3
377	4783	12.7	12.3	0.35	S:	0.0	435	5585	12.0	11.4	0.64	Sc	5.0
378	4786	12.7	11.9	0.80	E	2.0	436	5614	12.9	12.1	0.81	Sa	2.0
379	4790	12.5	12.2	0.31	S	3.3	437	5631	12.5	11.7	0.84	So	0.0
380	4818	12.1	12.2	0.90	S	7.1	438	5633	12.8	12.3	0.52	Sb	4.4
381	4825	12.9	12.0	0.92	E	2.8	439	5638	12.6	11.9	0.66	S:	0.0
382	4845	12.6	11.8	0.75	S:	7.8	440	5645	12.9	12.5	0.35	I:	2.7
383	4856	11.4	10.4	1.00	E	8.6	441	5653	12.9	12.2	0.70	E:	2.0
384	4866	12.1	11.2	0.90	Sa	8.4	442	5660	12.3	12.7	0.38	Sc	0.0
385	4868	13.1	12.0	1.07	—	—	443	5665	12.7	12.1	0.65	S:	2.0
386	4891	13.0	12.8	0.16	Sc	—	444	5668	12.4	11.0	1.43	S:	0.0
387	4899	12.7	12.7	0.00	(S:)Sc	4.5	445	5669	12.5	12.1	0.40	S	7.2
388	4900	11.8	11.0	0.79	Sp	0.0	446	5676	11.9	11.3	0.64	Sc	5.0
389	4902	11.6	11.1	0.50	E	0.0	447	5678	12.1	11.2	0.88	Sc	6.2
390	4904	12.8	12.1	0.66	S	5.0	448	5687	12.7	11.8	0.92	S:	0.0
391	4914	13.0	11.7	1.30	—	—	449	5689	12.6	11.9	0.69	SBa	7.0
392	4928	12.9	12.9	0.01	(S:)Sb	2.5	450	5701	12.8	12.1	0.70	SBa	—
393	4939	12.2	11.4	0.81	S	5.0	451	5728	12.4	12.0	0.35	S	5.0
394	4941	12.4	11.7	0.70	S	6.7	452	5740	12.8	12.2	0.61	Sb	3.3
395	4951	12.7	12.1	0.55	I	—	453	5746	11.8	10.6	1.10	Sb	8.9
396	4958	11.6	10.7	0.88	Sa	—	454	5750	13.2	11.9	1.29	—	3.6
397	4981	12.2	11.6	0.55	S	1.0	455	5756	13.1	12.6	0.50	—	—
398	4984	11.9	11.2	0.70	SB	3.3	456	5757	12.6	11.7	0.88	SBb	2.5
399	4995	11.7	11.0	0.70	Sc	—	457	5775	12.4	11.7	0.70	S	8.1
400	4999	12.8	12.1	0.66	S	0.0	458	5796	12.8	11.8	1.00	—	—

Определение показателей цвета 509 внегалактических туманностей... 55

1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
459	5806	12.5	11.8	0.71	Sb	5.0	485	6217	12.6	11.9	0.70	Sc	3.3
460	5813	12.2	11.3	0.87	E ₁	0.0	486	6239	13.1	12.8	0.30	—	—
461	5820	12.8	12.2	0.64	So	5.7	487	6340	12.8	12.0	0.80	E	0.0
462	5831	12.7	11.4	1.28	E ₂	0.0	488	6384	12.7	10.9	1.82	S	0.0
463	5838	12.1	10.8	1.34	So	—	489	6503	11.4	10.4	0.98	Sc	8.0
464	5846	11.6	10.6	0.95	E ₀	0.0	490	6574	12.7	11.6	1.10	S	4.0
465	5850	12.9	12.8	0.08	SB	1.9	491	6643	12.7	11.9	0.80	Sb	6.3
466	5854	12.7	12.0	0.70	(S)Sa	8.2	492	6814	12.2	11.3	0.92	S	0.0
467	5861	12.4	11.7	0.68	S	5.7	493	7171	12.8	12.5	0.28	S	4.0
468	5864	12.8	11.8	1.01	(S)SB	8.5	494	7177	12.1	11.3	0.79	Sb	4.0
469	5866	11.5	10.2	1.26	So	6.7	495	7217	11.6	10.7	0.93	Sb	1.7
470	5878	12.9	12.3	0.61	S:	6.2	496	7218	12.7	11.8	0.92	S	6.9
471	5879	12.1	11.4	0.73	Sb	6.1	497	7377	12.7	11.8	0.87	E	0.8
472	5885	12.4	11.8	0.58	S	0.0	498	7541	12.8	12.1	0.70	Sb	7.7
473	5905	13.1	12.4	0.66	—	—	499	7600	13.1	12.2	0.90	—	—
474	5907	11.8	11.1	0.72	Sc	9.4	500	7606	11.9	11.1	0.78	Sb	7.3
475	5908	13.0	12.3	0.72	—	—	501	7619	12.8	11.6	1.25	E ₂	2.9
476	5915	12.5	11.9	0.63	S:	5.7	502	7626	12.8	11.8	1.00	E ₀	0.0
477	5962	12.5	11.9	0.63	Sc	4.7	503	7679	13.1	12.2	0.88	—	—
478	5970	12.4	11.7	0.68	SBb	6.7	504	7716	13.0	12.4	0.56	E ₁	—
479	5981	12.5	12.0	0.85	E ₄	3.0	505	7721	12.4	11.9	0.48	S	6.1
480	5984	13.0	13.0	0.05	—	—	506	7742	12.7	12.1	0.56	E:	0.0
481	5985	12.2	11.6	0.64	Sb	5.0	507	7743	12.8	12.0	0.80	—	2.8
482	6015	12.1	12.0	0.11	Sc	6.2	508	7782	13.1	12.6	0.52	—	—
483	6181	12.6	12.6	0.00	Sc	6.5	509	New 4	12.9	12.3	0.61	S	2.4
484	6207	12.3	12.1	0.19	Sb	6.5							

§ 17. Сравнение наших показателей цвета с показателями цвета, определенными другими авторами

В таблицах XII и XIII даются сравнения наших значений показателей цвета со значениями, полученными Шаттснейдером [108] и Уиллом [140], соответственно. В этих таблицах даются номера по NGC, наши значения показателя цвета, значения, полученные одним из названных здесь авторов и, наконец, тип туманности.

Таблица XII ცხრილი

№ NGC	ПЦ _B	ПЦ _R	Тип туманности ბისლულის ტიპი	№ NGC	ПЦ _B	ПЦ _R	Тип туманности ბისლულის ტიპი
4168	0.81	0.82	E ₂	4260	0.99	1.06	S
4189	0.66	0.68	—	4261	1.10	1.15	E ₂
4192	0.97	1.11	Sb	4262	0.67	1.18	E ₂
4212	0.79	0.55	Sc	4267	0.97	1.00	SB ₀
4215	0.87	1.08	E ₂	4270	0.94	0.86	So
4216	1.13	1.13	Sb	4273	0.69	0.50	Sb
4224	0.87	1.32	—	4281	0.98	1.12	Sa
4233	0.84	1.02	—	4299	0.51	0.38	—
4237	0.63	0.85	S	4307	0.95	1.05	—
4254	0.62	0.32	Sc	4324	0.92	0.93	S ₂
4339	0.97	1.05	E	4501	1.08	1.32	Sc
4342	0.89	1.25	E ₂	4503	0.95	0.85	E
4363	1.26	1.09	E	4519	0.69	0.50	S
4371	0.87	1.00	SB _a	4526	0.85	0.72	Sa
4374	1.24	1.05	Ep ₁	4532	0.44	0.42	I
4377	1.01	1.22	E	4540	0.54	0.52	S
4375	0.94	1.03	—	4548	0.94	0.58	SB _b
4388	0.01	0.80	S	4550	0.93	0.88	Sa
4406	1.00	0.99	E ₂	4552	1.14	0.94	E
4412	0.61	0.9	S	4564	0.83	0.72	E
4425	0.67	0.78	—	4567	0.85	0.45	S
4429	1.10	0.88	Sa	4568	1.11	0.68	S
4435	0.81	1.05	E	4569	0.85	0.56	Sc
4438	0.98	1.14	Sb	4570	0.95	0.73	E
4442	1.04	0.67	SB _a	4578	0.83	0.78	E ₂
4450	0.95	0.94	Sb	4579	1.10	0.80	SB
4459	1.01	0.02	E ₂	4596	0.95	0.78	SB _a
4469	0.94	0.95	S	4608	0.90	0.90	S
4472	1.07	0.58	E ₁	4639	0.57	0.63	S
4473	0.87	1.02	E	4647	0.52	0.54	S
4478	0.82	0.86	E	4649	1.09	0.83	E ₂
4483	0.61	0.80	—	4654	0.49	—0.35	S
4486	1.20	1.02	E ₀ p				

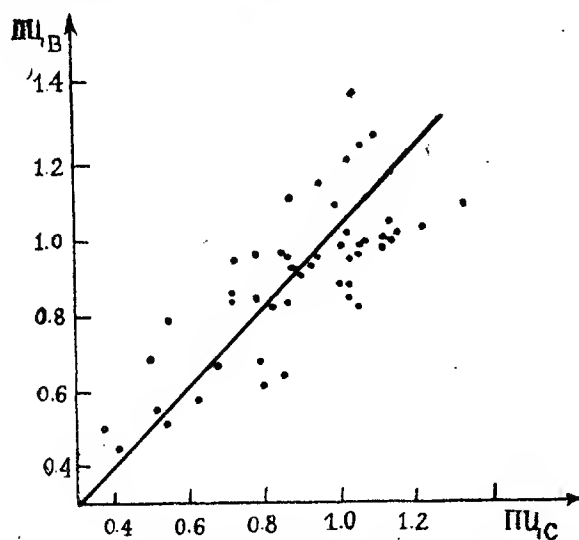
Как видно из этих таблиц, согласие между значениями показателей цвета довольно хорошее, тем более, что показатели цвета не приведены к одной системе и получены разными авторами на разных инструментах, разными способами. На основе таблицы XII составлена кривая чертежа 8. Ввиду того, что системы не приведены одна к другой, мы некоторым образом ограничили себя, при составлении кривой, в использовании слабых и ярких туманностей.

Кроме того, мы сравнили наши данные с таковыми Стеббинса и Уитфорда [124]. Определения показателей цвета этих авторов

Таблица XIII ცხრილი

№ NGC	ПЦ _B	ПЦ _w	Тип туманности ნისლეულის ტიპი	№ NGC	ПЦ _B	ПЦ _w	Тип туманности ნისლეულის ტიპი
4254	0.62	0.77	Sc	4473	0.87	0.91	E
4267	0.97	0.86	SBo	4478	0.82	0.95	E
4371	0.87	0.80	SBa	4486	1.20	1.00	Eop
4374	1.24	0.93	Ep1	4501	1.08	0.95	Sc
4377	1.01	1.02	E	4548	0.94	0.81	SBb
4388	0.61	0.91	S	4552	1.14	0.92	E
4406	1.08	0.87	E _s	4564	0.83	1.08	E
4429	1.10	0.81	Sa	4569	0.85	0.77	Sc
4435	0.81	0.92	E	4579	1.10	0.78	Sb
4459	1.01	0.95	E _s	4649	1.09	0.98	E ₂

можно считать наиболее точными, поскольку они применяли электрофотометр, и поэтому сравнение с ними представляет особый интерес.



Чертеж 8 ნახაზი

Для этой цели мы привели показатели цвета Стеббинса и Уитфорда к интернациональной системе по данной ими же формуле:

$$ПЦ_{\text{мт}} = 2.62 ПЦ + 0.55$$

Наши ПЦ для тех же внегалактических туманностей были приведены к интернациональной системе по формуле (2.3).

Следует отметить, что формула (2.3) не дает зависимости от звездной величины, поскольку в нашем случае звезды не обнаруживают такой зависимости, но для ПЦ внегалактических туманностей она существует. Поэтому, при составлении таблицы XIV, наши показатели цвета туманностей приводились к интернациональной системе по формуле (2.3) лишь после исправления показателей цвета туманностей за их звездную величину.

Таблица XIV ცხრილი

№ NGC	ПЦв	ПЦс	Тип туманности ნისლეულის ტიპი	№ NGC	ПЦв	ПЦс	Тип туманности ნისლეულის ტიპი
224	0.78	0.81	Sb	4472	0.81	0.81	E1
584	0.63	0.73	E	4473	0.69	0.63	E
936	0.83	0.86	SBa	4478	0.66	0.79	E
1400	0.72	0.50	E	4486	0.90	0.94	Eop
1107	0.87	0.94	B	4490	0.74	0.52	Sc
1637	0.70	0.58	Sc	4536	0.66	0.10	Sc
2681	0.66	0.52	Sa	4550	0.73	0.71	Sa
2859	0.79	0.78	Sb	4552	0.86	0.94	E
3166	0.69	0.68	Sa	4559	0.62	0.08	Sc
3169	0.72	0.71	Sa	4569	0.67	0.42	Sc
3486	0.45	0.13	Sc	4579	0.83	0.68	Sb
3504	0.57	0.58	SBb	4621	0.79	0.89	E3
3521	0.77	0.52	Sc	4647	0.47	0.63	S
3626	0.76	0.58	Sa	4649	0.83	0.97	E2
4192	0.75	0.66	Sb	4660	0.73	0.83	E5
4254	0.53	0.31	Sc	4666	0.71	0.29	Sc
4270	0.73	0.52	So	5757	0.69	0.81	SBb
4281	0.76	0.76	Sa	5846	0.74	0.47	Eo
4406	0.82	0.76	E3	7177	0.64	0.55	Sb
4414	0.62	0.42	Sc	7217	0.73	0.84	Sb
4435	0.63	0.76	E	7619	0.70	0.89	E3

В таблице XIV дается сравнение ПЦ для 42 внегалактических туманностей, которые оказались общими в моей работе и в исследовании Стеббинса и Уитфорда. Число общих туманностей на самом деле больше, но для одной трети из них Стеббинс и Уитфорд не дают ПЦ, и поэтому они не могли быть включены в таблицу XIV. Согласие между значениями показателей цвета можно считать удовлетворительным, поскольку всякий переход от одной системы к другой отягощен неизбежными ошибками¹.

¹ Настоящая работа была закончена, когда появилось исследование Стеббинса и Уитфорда «Звездные величины и показатели цвета 176 внегалактических туманностей» [130]. В нем мы нашли общие с нашими внегалактические туманности, именно показатели цвета 47 туманностей. Для них мы обнаружили лучшее совпадение с нашими значениями, чем это имеет место в случае

§ 18. Сравнение выведенных нами фотографических величин с величинами

Шепли и Эймс

В нашем каталоге, как указывалось выше, приведены фотографические величины Шепли и Эймс, а также и фотовизуальные величины, получаемые вычитанием показателей цвета из фотографических величин. Наши же фотографические величины для 509 внегалактических туманностей, которые в каталоге не приводятся, мы сравнили с величинами Шепли и Эймс. Нашей целью было выяснить,—с какой точностью определялись величины, и не имеется ли систематического хода, связанного со звездной величиною туманности. Величины этих туманностей были исправлены как за зенитное расстояние, так и за цвет.

Наши величины нельзя считать интегральными ввиду того, что при измерениях не учитывалась вся поверхность внегалактических туманностей; это замечание особенно относится к ярким туманностям типа Sa, Sb и Sc.

Вследствие их эллиптичности и протяженности они не помещаются в измерительной диафрагме микрофотометра. Отсюда априори можно сказать, что наши величины, в особенности для более ярких туманностей, должны получаться вообще слабее, чем величины Шепли, которые считаются интегральными. К такому заключению пришел также А. В. Марков [36] анализируя звездные величины внегалактических туманностей Шепли, Стеббинса и наши.

Действительно, для туманностей $12^m.1$ — $13^m.2$ наши величины приближаются к величинам Шепли и Эймс между тем как для ярких туманностей различие между ними велико. Ввиду того, что в этой работе мы не даем наших фотографических величин, нет необходимости приводить уравнение, связывающее наши величины с величинами Шепли и Эймс.

§ 19. Распределение внегалактических туманностей по величинам и типам

В наш каталог показателей цвета внегалактических туманностей мы включаем 509 туманностей до 13.2 звездной величины из измеренных нами 550 туманностей. Было бы лучше увеличить это число, но для этого пришлось бы брать туманности в более южной части неба. Конечно, кроме того, нас ограничивали и инструментальные возможности.

Распределение внегалактических туманностей по величинам и по типам дается в таблице XV. Из этой таблицы видно, что в нашем каталоге преобладают туманности S, S., а по звездным величинам наибольшее число туманностей приходится на интервал 12 — 13^m .

данных таблиц XIV. Здесь мы не приводим этого сравнения в подробностях. Указанной работой Стеббинса и Уитфорда мы воспользовались для исправления типов туманностей, поскольку она содержит типы в системе Хаббла.—наиболее современной системе делений внегалактических туманностей по типам. Исправлению по типу подверглось 55 туманностей нашего каталога.

Вообще можно сказать, что наш каталог, как и каталог Шепли и Эйсмса не полон от $\delta = -20^\circ + 90^\circ$, для всех величин туманностей, и совсем не включает южной части неба ниже $\delta = -20^\circ$.

Таблица XV ცხრილი

Тип туманности ნისლეულის ტიპი m	E	Sa, SBa	Sb, SBb	Sc, SBc	S, S:	I	Без типа ტიპის აღნიშვნის გარეშე	Все типы ყველა ტიპის ნისლეულები
$\leq 10^m.4$	1	2	4	4				11
$10^m.5 - 10.6$	2		2	3				7
$10.7 - 10.8$	4	1	2	1				8
$10.9 - 11.0$	4		1	3	1			9
$11.1 - 11.2$		1		7	1	1		10
$11.3 - 11.4$	5	4	5	5	3	1		23
$11.5 - 11.6$	1	8	1	5	6	1		22
$11.7 - 11.8$	5	6	5	6	7		1	30
$11.9 - 12.0$	4	8	8	6	8			34
$12.1 - 12.2$	6	10	6		9	3	2	51
$12.3 - 12.4$	12		4	7	22	3		48
$12.5 - 12.6$	17	3	4	13	19		1	57
$12.7 - 12.8$	28	5	9	7	38	3	10	100
$12.9 - 13.0$	13	1		1	21	1	30	67
≥ 13.1	4		1		1		26	32
Сумма	106	50	51	77	142	13	70	509

§ 20. Зависимость показателя цвета от звездной величины внегалактической туманности

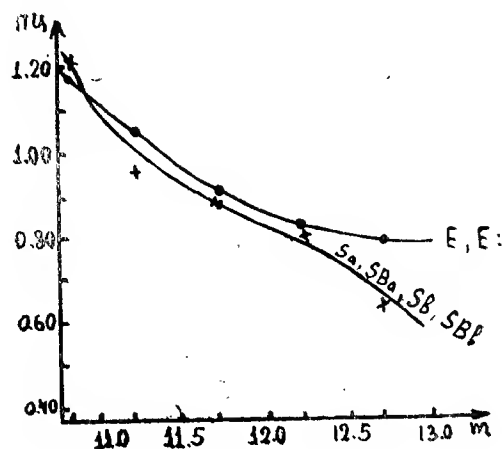
Для вычисления зависимости показателя цвета от звездной величины внегалактической туманности мы построили таблицу XVI.

Как видно из этой таблицы, показатели цвета туманностей довольно сильно зависят от их величины. Однако, при выводе соотношения (2.3) (а и б), мы не вводили члена, представляющего зависимость от звездной величины, ввиду его малости. Причина этого в том, что в случае звезд мы имеем незначительную зависимость от звездной величины, между тем как в случае внегалактических туманностей такая зависимость обнаруживается. Она заключается в следующем. Во-первых, звезды являются точечными источниками, в то время как туманности—объекты протяженные и техника измерения имеет определенное влияние на результат измерения. Во-вторых, истинный цвет туманностей меняется вдоль поверхности. Это особенно наблюдается у спиральных туманностей, тогда как для звезд такое явление немыслимо. После того, как был замечен такой эффект, мы составили таблицу XVI и по ней были построены кривые, которые представлены на чертеже 9.

Таблица XVI ცხრილი

m	E, E:	Sa, SBa, Sb, SBb	Sc, SBc, S, S:, I
< 11 ^m .0	1.18(11)	1.23(11)	0.84(10)
11 ^m .0 — 11.4	1.07 (8)	0.98(14)	0.82(22)
11.5 — 11.9	0.92(18)	0.90(30)	0.73(33)
12.0 — 12.4	0.85 (8)	0.82(33)	0.58(70)
> 12.5	0.81(63)	0.66(30)	0.61(180)

Наши кривые даются для туманностей типов E, E: и для Sa, Sb, SBa, SBb. Как видим, они показывают определенную закономерность. После исправления наших показателей цвета за звездную величину и после перевода в интернациональную систему были составлены другие таблицы.



Чертеж 9 ცხრილი

§ 21. Зависимость показателя цвета от типа внегалактической туманности

Как в случае звезд разных спектральных классов, так и в случае внегалактических туманностей разных типов, показатели цвета различаются. Различия во внешних формах туманностей связаны с различием физических условий в них. Известно, что типы туманностей различаются между собой распределением энергии в их спектре, когда внегалактическая туманность рассматривается как одно целое.

Таким образом, есть основания искать зависимость цвета внегалактических туманностей от их типа. Эта зависимость дается нами в виде таблицы XVII. Последняя была составлена для туманностей по последовательности типов по Хаббл у. Таблица XVII основана на 509 внегалактических туманностях и поэтому ее можно считать довольно надежной. Приведенные здесь показатели цвета даются в интернациональной системе.

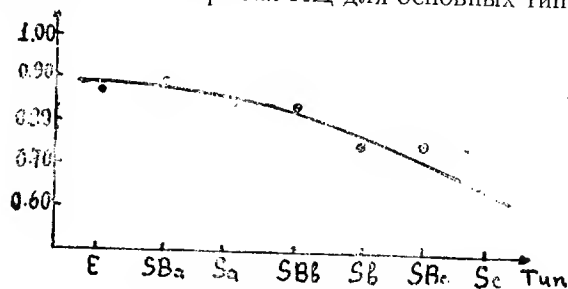
Нужно отметить, что к самым красным туманностям относятся туманности типа E. В работе Стеббинса и Уитфорда [124] указывается, что типу E соответствует спектральный класс G; типам Sa, SBa—G₃; Sb, SBb—G₂ и Sc, SBc—F₉. Таким образом, в соответствии с этими спектральными классами, показатели цвета внегалактических туманностей действительно должны уменьшаться вдоль этой последовательности.

Таблица XVII $\phi\phi\phi\phi\phi$

T	ПЦ	Тип $\phi\phi\phi$	T	ПЦ	Тип $\phi\phi\phi$
6000 ⁰	0.88(92)	E ₀ —E ₇	7050 ⁰	0.65(76)	Sc
6000	0.89(20)	SBa	6800	0.69(95)	S
6150	0.85(30)	Sa	6500	0.76(13)	I
6200	0.84(18)	SBb	6400	0.79(22)	E:
6550	0.75(32)	Sb	6550	0.75(47)	S:
6550	0.75 (6)	SBc	—	0.82(58)	—

Как видно из таблицы XVII, на самом деле и наблюдается такого рода изменение показателей цвета. Отметим, что такой же ход изменения показателей цвета получается у Стеббинса и Уитфорда. Нужно отметить также, что туманности SBa, SBb и SBc имеют большие значения показателей цвета, чем подразделения Sa, Sb и Sc, соответственно. Причину указанного явления трудно указать.

В первом столбце таблицы XVII даются цветовые температуры, вычисленные на основе относительных спектрофотометрических градиентов, т. е. по формулам (1.42) и (1.43). Туманности Sc показывают более высокую температуру, чем другие и их можно по аналогии со звездами называть «горячими внегалактическими туманностями». Эти туманности на самом деле и содержат больше, по сравнению с другими, горячих звезд. При выводе оптической толщины поглощающего галактического слоя и при определении местных значений поглощения, было бы желательно учитывать изменение ПЦ в зависимости от типа внегалактической туманности. На чертеже 10 дается кривая ПЦ для основных типов туманностей.

Чертеж 10 $\phi\phi\phi\phi\phi$

В таблицу XVII включены средние показатели цвета для внегалактических туманностей E: S:, S и I, а также для туманностей, не имеющих обозначения типа. Но эти значения не были приняты во внимание при

построении кривых чертежа 10 по следующим причинам: типы, обозначенные значками (:) неуверенные, поэтому они могут нарушать зависимость, которую дают основные типы туманностей. Туманности типа S, не имеющие подкласса, тоже не были нанесены на чертеже, поскольку, как было указано, подтипы спиральных туманностей обязательно должны отличаться по цвету. Такую же причину можно привести относительно неправильных внегалактических туманностей и для туманностей, не имеющих обозначения типа.

§ 22. Зависимость показателя цвета от диаметра внегалактической туманности

Мы изучали зависимость показателей цвета от диаметра туманности — вопрос, близкий к предыдущему. Эта зависимость представлена в таблице XVIII. За диаметры внегалактических туманностей мы брали большие полуоси, значения которых даны в каталоге Шепли и Эймса [116].

Таблица XVIII

d'	$\lg d'$	E_0-E_7	n	S_a, SB_a, S_b, SB_b	n	$S_c, SB_c, S, S:$	n
от 0.3 до 1.0	-0.523 до 0.000	0.86	26	0.68	4	—	—
" 1.1 " 2.4	+0.041 " +0.380	0.91	23	0.72	24	0.68	40
" 2.5 " 4.0	+0.398 " +0.602	1.01	12	0.90	29	0.71	38
" 4.1 " 5.4	+0.613 " +0.732	1.07	1	1.00	3	0.68	14
" 5.5 " 7.0	+0.740 " +0.851	—	—	0.94	4	0.71	7
" 7.1	0.851	—	—	1.02	9	0.81	5

Как видно из этой таблицы, показатели цвета увеличиваются с увеличением диаметра туманностей. Эта зависимость аналогична зависимости между звездной величиной внегалактической туманности и показателем цвета, которая была установлена выше. Можно сказать, что одна подтверждается другой. Опять-таки, зависимость показателя цвета от диаметров больше заметна у спиральных туманностей. Аналогичная таблица была получена Шепли и Эймса и по ней можно обнаружить такую же зависимость, как в нашем случае. Нужно отметить, что в таблице XVIII средний показатель цвета для спиральных туманностей получился равным 0.78, но в таблице XVII спиральные туманности разделены на подтипы и имеющие большие диаметры имеют средний показатель цвета, доходящий до 1.00—1.06. Это еще раз доказывает, что у спиральных туманностей ядро очень красное, ибо, как мы указали, у больших внегалактических туманностей показатель цвета определяется, главным образом, по их ядрам.

§ 23. Определение нормальных показателей цвета

Для определения избытков цвета по цветовым показателям внегалактических туманностей необходимо иметь нормальные показатели цвета для данных типов туманностей. Ясно, что для вывода таковых лучше использовать сами внегалактические туманности, но можно опереться и на определения цвета звезд. Придавая большое значение надежному определению нормальных показателей цвета и пользуясь для этой цели звездами, мы с большой осторожностью выбирали последние.

Для этой цели мы поступили подобно Стеббинсу и Уитфорду [124], которыми были подобраны звезды-карлики поздних классов. В таком случае предполагается, что звезды-карлики соответствуют по спектру отдельным типам туманностей. Соотношение тип—спектр, введенное этими авторами, мы привели выше (см. § 21). Чтобы определить нормальный показатель цвета, мы воспользовались избранной площадкой Каптейна (ИПК 33) и в ней подобрали 37 звезд указанных спектральных классов, входящих в каталог BSD [110]. Данная площадка Каптейна имеет то преимущество, что она находится близ галактического полюса ($l=57^\circ$, $b=+67^\circ$). Впрочем, для вывода нормальных показателей цвета по звездам G4, G3, G2 и т. д., являющимся карликами, местоположение выбираемой площадки не имеет существенного значения в связи с относительной близостью к нам этих звезд.

Указанная площадка была экспонирована с такой же экспозицией, как, обычно, исследуемая и настолько же выведена из фокуса, как полярная последовательность, служащая в качестве площадки сравнения. Звезды были подобраны преимущественно яркие,—до 11 величины,—ввиду того, что в каталоге BSD дается подразделение на карлики и гиганты главным образом для ярких звезд. Впрочем, не надо забывать, что подразделения звезд в каталоге BSD на гиганты и карлики не заслуживают большой веры. Этот вопрос подробно исследован Е. К. Харадзе [56], который для определенного числа звезд в BSD исправил ошибочные подразделения по светимостям.

В таблице XIX даются средние показатели цвета, полученные на основе предварительных определений, и приведенные к интернациональной системе по формуле (2.3). В этой же таблице даются нормальные показатели цвета, полученные Стеббинсом и Уитфордом после перевода в интернациональную систему по их же формуле, приведенной нами.

Таблица XIX

Тип Звезда	Спектр классификация	ПЦ	Спектр классификация	ПЦ
E	G4—G8	0.72(20)	G4	0.60
Sa, SBa	G3	0.59(3)	G3	0.58
Sb, SBb	G2	0.47(4)	G2	0.55
Sc, SBc	F8—F9	0.38(10)	F9	0.45
Средний		0.59(37)		0.55

в § 17. Однако нужно заметить следующее: во-первых, получение нормальных показателей цвета по звездам является очень грубым приближением, поскольку спектр отдельных типов внегалактических туманностей не может точно совпадать со спектром какой-нибудь карликовой звезды, ввиду того, что во внегалактических туманностях находится довольно большой процент звезд гигантов. Поэтому нормальный цвет туманностей должен соответствовать какому-то среднему между значениями, относящимися к карликам и к гигантам.

Во-вторых, как указано выше, ввиду того, что в случае туманностей мы имеем дело с протяженными объектами, а в случае звезд—с точечными, может выйти систематическое различие в получаемых цветах, что опять-таки может привести к систематической ошибке в определении избытков цвета. Между тем как у Стеббинса и Уитфорда подобное явление будет мало заметно ввиду применения электрофотометра.

В-третьих, у звезд карликов поздних классов, одного и того же спектрального подразделения, цвет очень сильно зависит от абсолютной величины. Для примера можно указать на целый ряд работ Оорта [100] и Стеббинса и Уитфорда, обнаруживших этот эффект. В частности, Стеббинс и Уитфорд [124] указали, что для звезд карликов, при изменении абсолютной величины от $M=3.7$ до $M=+4.7$, показатель цвета в интернациональной шкале меняется от $+0^m 55$ до $+0^m 94$. Таким образом, подбирая звезды $M=+3.7$ или $M=+4.7$, можно придти к совершенно различным значениям нормальных показателей цвета и тем самым—к различным значениям избытков цвета.

Выбор звезд в качестве стандартов для получения нормальных показателей цвета внегалактических туманностей является очень грубым приближением; несомненно было бы лучше, чтобы для вывода нормальных показателей цвета служили сами внегалактические туманности. Несмотря на сказанное, как увидим ниже, при выводе закона поглощения света мы были вынуждены использовать нормальные показатели цвета, данные в таблице XIX.

§ 24. О косеканс-законе

Как и многие другие авторы, мы воспользовались для определения избирательной оптической толщины в направлении полюсов северного и южного полушарий нашей Галактики законом косеканса. Получение избирательной оптической толщины существенно, поскольку из нее можно вывести общее поглощение $A_{\text{об}}$ (см. ниже).

По закону косеканса, кроме избирательной оптической толщины, можно получить собственное поглощение исследуемых объектов, на которое указывает постоянный член формулы. Из наших наблюдений мы последнего не получили. В случае звезд постоянный член можно толковать как поглощение в собственной атмосфере или приписывать его ошибке нуль-пункта. Так, например, Стеббинс и Уитфорд [124] говорят о собственном поглощении в случае внегалактических туманностей, а для звезд типа В они объясняют постоянный член как ошибку нуль-пункта.

Согласно вышесказанному, желательно было бы получить косеканс-закон для отдельных типов туманностей, чтобы выяснить, важный с точки зрения эволюции внегалактических туманностей, вопрос о том, какой тип обладает наибольшим собственным поглощением. Мы хотели для этой цели получить косеканс-закон для трех основных типов туманностей. Но, ввиду небольшого числа туманностей, мы ограничились лишь определением оптической толщины как северного, так и южного полушарий Галактики по всем типам туманностей. Ниже даются таблицы XX и XXI, которые составлены по основным типам туманностей для северного и южного полушарий, соответственно. Пользуясь по таблице XX средним показателем цвета для данной широты, а также и средним значением нормальных

Таблица XX ცხრილი

\bar{b}	b	ПЦ
+30°	+26°—+35°	0.87(21)
40	+36—+45	0.58(37)
50	+46—+55	0.81(69)
60	+56—+65	0.77(105)
70	+66—+75	0.75(124)
80	+76—+85	0.71(36)

Таблица XXI ცხრილი

\bar{b}	b	ПЦ
-20°	-16°—-25°	1.03(10)
-30	-26—-35	0.90(6)
-40	-36—-45	0.88(5)
-50	-46—-55	0.81(26)
-60	-56—-65	0.76(15)
-70	-66—-75	0.57(10)

показателей цвета $ПЦ=0^m 59$ для всех типов, данным в таблице XIX, мы получили косеканс-закон для северного полушария Галактики в виде равенства:

$$\tau_N = ПЦ_N = +0.02 + 0.13 \operatorname{cosec} b. \quad (2.20)$$

Пользуясь также средними показателями цвета таблицы XXI и тем же значением нормальных показателей цвета, мы получили тем же способом косеканс-закон для южного полушария в виде равенства:

$$\tau_S = ПЦ_S = -0.02 + 0.17 \operatorname{cosec} b. \quad (2.21)$$

Как видно из равенств (2.20) и (2.21), избирательная оптическая толщина как для северного, так и для южного полюса Галактики равна 0.15. Можно сказать, что эта величина довольно хорошо совпадает с тем коэффициентом поглощения на килопарсек $A=0^m 28$, который мы получаем ниже, при допущении для полутолщины поглощающего слоя 500 парсек. Если величину $\tau=0^m 15$ приведем к интернациональной системе по формуле (2.6), т. е. умножим на коэффициент 0.72, то получим $\tau=0^m 11$, что можно считать приемлемым результатом.

Тем не менее, оптическую толщину $\tau=0^m 15$ нельзя считать вполне хорошим приближением к действительности ввиду трудности нахождения истинного нормального показателя цвета туманностей по звездам. Беря несколько иные значения нормальных показателей цвета, можно получить меньшее или большее значение как для τ , так и для постоянного члена в равенствах (2.20) и (2.21).

Таким образом, две основные причины: 1) трудность определения для туманностей нормальных показателей цвета, поскольку неправильно было бы думать, что одному и тому же типу внегалактических туманностей по форме соответствовал бы один и тот же цвет, и 2) существование в самих

внегалактических туманностях избирательного поглощения, зависящего от типа и ориентировки экваториальной плоскости туманности относительно луча зрения, делают несколько затруднительным применение внегалактических туманностей в качестве объектов для изучения поглощения в нашей Галактике. Для более надежного их применения необходимо знание, по крайней мере, спектрального класса для каждой внегалактической туманности, к какому типу она не относилась бы.

§ 25. О законе поглощения

Многими исследователями значение показателя α в законе поглощения $A = b\lambda^{-\alpha}$ принималось равным единице для фотографического и визуального участков спектра, что нужно считать довольно грубым приближением, поскольку, как установлено по изучению спектрофотометрических градиентов покрасневших звезд, значение α меняется в довольно широких пределах (подробно см. ниже). Значение α очень тесно связано с зависимостью общего поглощения от избытков цвета, а эта зависимость является основной в деле изучения как межзвездного, так и межгалактического поглощения.

Обозначая показатель α для фотографических лучей через α_p , — для фотовизуальных через α_v , а общее поглощение в фотографических лучах — через A_p и в фотовизуальных — через A_v , а также избыток цвета через ИЦ, можем написать:

$$A_p = b\lambda_p^{-\alpha_p}, \quad A_v = b\lambda_v^{-\alpha_v}, \quad (2.22)$$

$$\text{ИЦ} = b(\lambda_p^{-\alpha_p} - \lambda_v^{-\alpha_v}). \quad (2.23)$$

Воспользуемся известными зависимостями $\gamma_p = \frac{A_p}{\text{ИЦ}}, \quad \gamma_v = \frac{A_v}{\text{ИЦ}}.$

Согласно (2.22) и (2.23), можем переписать их следующим образом:

$$\gamma_p = \frac{\lambda_p^{-\alpha_p}}{(\lambda_p^{-\alpha_p} - \lambda_v^{-\alpha_v})}, \quad \gamma_v = \frac{\lambda_v^{-\alpha_v}}{(\lambda_p^{-\alpha_p} - \lambda_v^{-\alpha_v})}. \quad (2.24)$$

Эти формулы, в случае $\alpha_p = \alpha_v = 1$, принимают следующий вид:

$$\gamma_p = \frac{\lambda_p^{-1}}{(\lambda_p^{-1} - \lambda_v^{-1})}, \quad \gamma_v = \frac{\lambda_v^{-1}}{(\lambda_p^{-1} - \lambda_v^{-1})},$$

в которой форме ими чаще всего и пользуются.

Введем для отношения общего поглощения в фотографических лучах к общему поглощению в фотовизуальных обозначение:

$$H = \frac{A_p}{A_v} = \frac{b\lambda_p^{-\alpha_p}}{b\lambda_v^{-\alpha_v}} = \frac{\lambda_p^{-\alpha_p}}{\lambda_v^{-\alpha_v}}. \quad (2.25)$$

Тогда равенства (2.24) перепишутся в более простом виде:

$$\gamma_p = \frac{H}{H-1}, \quad \gamma_v = \frac{1}{H-1}. \quad (2.26)$$

Отсюда очевидно, что эти коэффициенты связаны между собой следующим образом:

$$\gamma_p = \gamma_v + 1. \quad (2.27)$$

Уравнения (2.26) очень удобны для вычисления коэффициентов γ_p и γ_v , если только определена величина H .

Вычисления показывают, что величина H в случае разных α имеет размерность, т. е. если мы берем разные значения α , что и получается на самом деле, для λ_p и λ_v по кривым спектрофотометрических градиентов Рудник [107], О. А. Мельникова [37] и Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [122] (эти кривые приведены на чертеже 11), то для значения H и для коэффициентов γ_p и γ_v получаются разные значения в зависимости от того, какими единицами длин волн мы пользуемся при вычислениях: микронами, миллимикронами или ангстремами. Так, например, если λ измерять в ангстремах, а для α_p и α_v брать $\alpha_p^{4060} = 0.86$ и $\alpha_v^{5400} = 1.15$, мы получим, что $\gamma_p = 1.11$ и $\gamma_v = 0.11$, но если λ измерять в микронах, при тех же значениях получим:

$$\gamma_p = 4.85, \quad \gamma_v = 3.85.$$

Как видим, различие значительное.

Вышесказанное видно также из следующего. Логарифмируя равенства (2.25), получим:

$$\lg H = \lg \frac{\lambda_v^{\alpha_v}}{\lambda_p^{\alpha_p}} = \alpha_v \lg \lambda_v - \alpha_p \lg \lambda_p.$$

Так как всегда $\alpha_v > \alpha_p$, как это показывают кривые на чертеже 11, то заменяя $\alpha_v = \alpha_p + \Delta\alpha$, мы можем переписать предыдущее равенство в следующем виде:

$$\lg H = \alpha_p \lg \lambda_v - \alpha_p \lg \lambda_p + \Delta\alpha \lg \lambda_v$$

или

$$\lg H = \alpha_p \lg \frac{\lambda_v}{\lambda_p} + \Delta\alpha \lg \lambda_v. \quad (2.28)$$

Как видно из равенства (2.28), первый член в правой части не зависит от выбранной нами единицы длины волны, а второй член зависит от единицы длины волны, поэтому и величина H в целом зависит от выбранной единицы длины волны. Приняв во внимание сказанное, мы убедились, что величина H имеет размерность, и поэтому равенства (2.23), (2.24) и (2.26), которые справедливы, когда $\alpha_p = \alpha_v$, несправедливы — когда $\alpha_p \neq \alpha_v$ и их следует переписать в виде:

$$A_p = b\lambda_p^{-\alpha_p}, \quad A_v = b_1\lambda_v^{-\alpha_v}, \quad \text{ИП} = (b\lambda_p^{-\alpha_p} - b_1\lambda_v^{-\alpha_v}). \quad (2.29)$$

В таком случае для H , вместо (2.25) будем иметь:

$$H = \frac{b\lambda_v^{\alpha_v}}{b_1\lambda_p^{\alpha_p}}. \quad (2.30)$$

Как видно из этого, в выражение для определения H вошли постоянные величины b и b_1 , которые мы должны определить. Они должны меняться согласно уравнениям (2.29) в зависимости от того, какие единицы

длины мы будем брать для λ . Поэтому, чтобы величина H не менялась при разных единицах λ , мы должны определить постоянные b и b_1 .

Определение этих постоянных из равенства (2.29) представляется нежелательным, поскольку требуется знание значений A_p , A_v и ИЦ, но если они известны, то $\gamma_p = \frac{A_p}{\text{ИЦ}}$ непосредственно вычисляется, что явля-

ется конечной целью поставленной задачи. Поэтому требуется определить величину H независимо, не зная наблюдательных данных A_p , A_v и ИЦ.

Дифференцируя равенство $\text{ИЦ} = b\lambda_p^{-\alpha_p} - b_1\lambda_v^{-\alpha_v}$, будем иметь:

$$b_1 \frac{\alpha_v \lambda_v^{\alpha_v-1}}{\lambda_v^{2\alpha_v}} d\lambda_v - b \frac{\alpha_p \lambda_p^{\alpha_p-1}}{\lambda_p^{2\alpha_p}} d\lambda_p = d(\text{ИЦ}). \quad (2.31)$$

В равенстве (2.31) мы можем положить: $d\lambda_p = 1 \text{ \AA}$ и $d\lambda_v = 1 \text{ \AA}$.

В таком случае (2.31) переписывается так:

$$d(\text{ИЦ}) + b\alpha_p \lambda_p^{-(\alpha_p+1)} = b_1 \alpha_v \lambda_v^{-(\alpha_v+1)}$$

или

$$\frac{b}{b_1} = \frac{\alpha_v \lambda_p^{\alpha_p+1}}{\alpha_p \lambda_v^{\alpha_v+1}} - \frac{\lambda_p^{\alpha_p+1}}{b_1 \alpha_p} d(\text{ИЦ}). \quad (2.32)$$

Подставляя отношения постоянных $\frac{b}{b_1}$ в равенство (2.30) для H , получим:

$$H = \frac{\alpha_v \lambda_p^{\alpha_p+1}}{\alpha_p \lambda_v^{\alpha_v+1}} \frac{\lambda_v^{\alpha_v}}{\lambda_p^{\alpha_p}} - \frac{\lambda_v^{\alpha_v} \lambda_p^{\alpha_p+1}}{\lambda_p^{\alpha_p} b_1 \alpha_p} d(\text{ИЦ}).$$

Обозначая $a = \lambda_v^{\alpha_v+1} \frac{\lambda_p}{b_1}$, для H будем иметь:

$$H = \frac{\alpha_v \lambda_p}{\alpha_p \lambda_v} - \frac{ad(\text{ИЦ})}{\lambda_v \alpha_p}. \quad (2.33)$$

Пользуясь равенствами (2.33) и (2.30), для коэффициентов будем иметь:

$$\gamma_p = \frac{\alpha_v \lambda_p - ad(\text{ИЦ})}{\alpha_v \lambda_p - \alpha_p \lambda_v - ad(\text{ИЦ})}, \quad \gamma_v = \frac{\alpha_p \lambda_v}{\alpha_v \lambda_p - \alpha_p \lambda_v - ad(\text{ИЦ})}. \quad (2.34)$$

Считая, что при $d\lambda_p = d\lambda_v = 1 \text{ \AA}$, величина ad (ИЦ) мала сравнительно с другими членами, мы можем пренебречь этой величиной в формулах (2.34). Тогда получаем формулы (2.35), удобные для вычислений:

$$\gamma_p = \frac{\alpha_v \lambda_p}{\alpha_v \lambda_p - \alpha_p \lambda_v}, \quad \gamma_v = \frac{\alpha_p \lambda_v}{\alpha_v \lambda_p - \alpha_p \lambda_v}. \quad (2.35)$$

Для того, чтобы подтвердить справедливость формул (2.35), необходимо количественно оценить отброшенную величину ad (ИЦ), входящую в формулы (2.34). Для этого оценим отдельно a и отдельно d (ИЦ).

Для оценки a , возьмем его выражение $\frac{\lambda_v^{a_v+1} \lambda_p}{b_1}$. Заменим в нем b_1 выражением из равенства (2.29), тогда для a окончательно будем иметь:

$$a = \frac{\lambda_v \lambda_p}{A_v},$$

куда внесем следующие значения: $\lambda_v = 4200 \text{ \AA}$, $\lambda_p = 5400 \text{ \AA}$ и $A_v = 2.7$. В результате получим:

$$a = 84 \times 10^5 \text{ \AA/зв. вел.}$$

Приступим к вычислению $d(\text{ИЦ})$. С этой целью воспользуемся таблицей, приведенной в книге Ф а б р и [74] на стр. 142. Она дает количество энергии, излучаемой между длинами волн λ_1 и λ_2 относительно всего излучения тела. Табличная величина, согласно Ф а б р и, выразится так:

$$F = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda} d\lambda}$$

В вычислениях мы принимаем $T = 6000^\circ$, а также известные границы пропускания наших фильтров БГЗ и ГГ11.

Мы можем написать, что $\text{ИЦ} = \text{ПЦ}_H - \text{ПЦ}_0 = \Delta \text{ПЦ}$,

$$d(\text{ИЦ}) = d(\Delta \text{ПЦ}) = (\Delta \text{ПЦ} + \delta) - \Delta \text{ПЦ}.$$

Согласно вышеприведенным данным, мы вычисляем $\Delta \text{ПЦ}$, а потом после смещения границ фильтров и λ_{eff} на 1 \AA , получаем $(\Delta \text{ПЦ} + \delta)$. Беря разность, мы будем иметь величину:

$$d(\text{ИЦ}) = 0.00005.$$

Если в дальнейшем, полученные значения перемножим на a и $d(\text{ИЦ})$, то для $ad(\text{ИЦ})$ получим окончательно:

$$ad(\text{ИЦ}) = 420 \text{ \AA/зв. вел.}$$

Если сравним эту величину с другими членами, входящими в формулы (2.34), мы увидим, что $ad(\text{ИЦ})$ по крайней мере в 10 раз меньше, чем отдельные члены, т. е. отброшенная величина представляет только лишь 10% по сравнению с отдельными членами и достигает 15% окончательной величины знаменателя.

Как видим, этот член не так уж незначителен, но отбрасывая его, мы не очень сильно меняем окончательный результат, если принять во внимание в каких широких пределах меняется величина γ у разных авторов. Поэтому мы решили оставить формулы (2.35), поскольку, как

увидим ниже, они дают лучшие результаты, при сравнении с другими авторами, чем это получается при пользовании формулой (2.34), при условии $\alpha_p = \alpha_v = 1$.

Оценим также, однако, насколько различные результаты дает применение формул (2.35) и (2.34). Рассмотрим для этого выражение для H в этих формулах;

$$H_1 = \frac{\lambda_v}{\lambda_p}, \quad H_2 = \frac{\alpha_v \lambda_p}{\alpha_p \lambda_v}, \quad H_3 = \frac{b \lambda_v^{\alpha_v}}{b_1 \lambda_p^{\alpha_p}}.$$

В случае, когда мы пользуемся формулами (2.34) для H_1 , получаем 1.28, (принимая $\alpha_p = \alpha_v = 1$), а эффективные длины волн $\lambda_v = 0.54$ и $\lambda_p = 0.42$ микрон. В случае, когда мы пользуемся формулами (2.35), для H_2 получаем 1.55 для тех же эффективных длин волн и соответствующие им $\alpha_v = 1.80$ и $\alpha_p = 0.90$, согласно таблице XXIII.

О приведенных значениях H можно сказать, что они одного порядка. В случае формул (2.35) значения H_2 смещаются в сторону точного значения $H_3 = \frac{b}{b_1} \frac{\lambda_v^{\alpha_v}}{\lambda_p^{\alpha_p}}$ поскольку, для $H_3 = \frac{A_p}{A_v}$ из наблюдаемых данных можно принять, что поглощение в фотографических лучах в полтора раза больше, чем в визуальных, т. е. $H_3 = \frac{A_p}{A_v} = 1.5$. Таким образом, мы можем

заключить, что формулы (2.35) более близки к истине, чем формулы (2.34) и мы можем пользоваться ими. Однако, если величина α не зависит от длины волны (что в принципе неправильно считать), то в этом случае более точными формулами будут (2.34), а не (2.35).

Рассмотрим формулы (2.35) для случая, когда требуется перевести рассматриваемую систему избытка цвета в интернациональную или другую систему поглощения A . Обозначим в этом случае коэффициенты γ'_p и γ'_v . Напишем равенства для:

$$A_p^{int} = n \lambda_p^{-\beta_p}, \quad A_v^{int} = n_1 \lambda_v^{-\beta_v}.$$

В интернациональной системе показатель α мы заменили показателями β . Аналогично (2.22) напомним:

$$\gamma'_p = \frac{A_p^{int}}{III}, \quad \gamma'_v = \frac{A_v^{int}}{III} \quad (2.36)$$

Однако, если мы воспользуемся зависимостью ИЦ рассматриваемой цветовой системы от ИЦ интернациональной системы, то в таком случае можем получить формулы, тождественные (2.35).

Коэффициент перевода ИЦ^{int} в общее поглощение A_p^{int} , обозначим через γ_p^{int} ,

$$\gamma_p^{int} = \frac{A_p^{int}}{ИЦ^{int}}, \quad \gamma_v^{int} = \frac{A_v^{int}}{ИЦ^{int}}. \quad (2.37)$$

Исключая A_p^{int} , A_v^{int} из (3.36) и (3.37), получим:

$$\gamma'_p = \frac{ИЦ^{int}}{ИЦ} \gamma_p^{int}, \quad \gamma'_v = \frac{ИЦ^{int}}{ИЦ} \gamma_v^{int}. \quad (2.38)$$

Отношение $\frac{ИЦ^{int}}{ИЦ}$ обозначим через N , (значение N можно установить на основе наблюдательных данных), и тогда предыдущая формула окончательно переписывается в виде:

$$\gamma'_p = N \gamma_p^{int}, \quad \gamma'_v = N \gamma_v^{int}. \quad (2.39)$$

Внося в эти уравнения значения γ_p^{int} и γ_v^{int} по формуле (2.35), будем иметь:

$$\gamma'_p = N \frac{\beta_v \lambda_p}{\beta_v \lambda_p - \beta_p \lambda_v}, \quad \gamma'_v = N \frac{\beta_p \lambda_v}{\beta_v \lambda_p - \beta_p \lambda_v}$$

или

$$\gamma'_p = N \frac{H}{H-1}, \quad \gamma'_v = N \frac{1}{H-1}, \quad H = \frac{\beta_v \lambda_p}{\beta_p \lambda_v} \quad (2.40)$$

Уравнения (2.40) были использованы нами для перевода избытков цвета, полученных Стеббинсом и его коллегами [121], в общее поглощение в интернациональной системе. Как установлено только что упомянутыми авторами, отношение $\frac{ИЦ^{int}}{ИЦ}$ или N равно 1,5.

Далее воспользуемся формулами (2.40). Для этого обратимся к таблице XXII, где находим, что $\gamma_p^{int} = 3.4$. В таком случае для γ'_p мы будем иметь:

$$\gamma'_p = 3.4 \times 1.5 = 5.1.$$

Полученная величина почти совпадает с величиной, выведенной для того же каталога Н. Ф. Флорья [51] (5.1 ± 0.2) и О. А. Мельниковым [38] (5.0) и очень близка к величине нижнего предела γ' , которую Оорт [100] нашел другим путем.

Таким образом, уравнения (2.40) дают довольно надежные результаты и еще раз указывают на пользу формул (2.35).

При выводе вышеприведенных формул мы считали, что величина показателя α меняется с длиной волны. Посмотрим, насколько это допущение соответствует действительности. Известно, что большинством исследователей значение α как для фотографических, так и для фотовизуальных лучей, при выводе коэффициента γ_p и γ_v принималось как постоянное. Но, как указал ряд исследователей спектрофотометрических гради-

ентов покрасневших звезд (Рудник [107], О. А. Мельников [37] и другие), показатель значительно меняется как для фотографических, так и для фотовизуальных лучей. Нами были определены значения показателя α с помощью кривых спектрофотометрических градиентов покрасневших звезд по данным Рудник [107], О. А. Мельникова [37], Стеббинса, Хаффера и Уйтфорда [122]. Кривые спектрофотометрических градиентов этих авторов даются на чертеже 11.

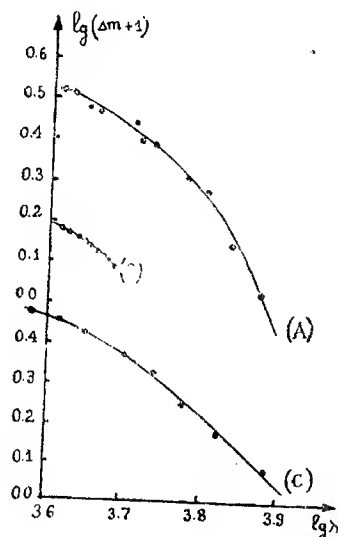
Кривая Стеббинса, Хаффера и Уйтфорда приведена к системе Рудник и О. А. Мельникова по формуле (2.41):

$$\lg(\Delta m + D) = -\alpha \lg \lambda + \lg c_2 = \lg k + \lg c_3 \quad (2.41)$$

где $k = c_1 \lambda^{-\alpha}$, $\Delta m = c_2 \lambda^{-\alpha}$, $c_3 = \frac{c_2}{c_1}$.

На чертеже 11 нанесены кривые Рудник, у которой $D = -0.66$, Стеббинса и его коллег для HD 190603—HD 190993 и О. А. Мельникова (см. в его работе фиг. 4).

Как показывает чертеж 11, а также таблица XXII, кривую Стеббинса и его коллег можно считать прямой, начиная с $\lambda 5300 \text{ \AA}$ и дальше, с градиентом около 2. Для длин волн, меньших чем $\lambda 5200 \text{ \AA}$, кривая становится более пологой, и значения α для фотографических лучей находятся в пределах $2 > \alpha > 0$.



Чертеж 11 ббббб

В таблице XXII даются значения коэффициента γ_p для разных α_p и α_v и для разных эффективных длин волн, вычисленных по формулам (2.35). Если для α_p и α_v мы будем снимать значения по кривой Стеббинса и его коллег (кривая C), соответственно для волн

$\lambda 4400 \text{ \AA}$ и $\lambda 5500 \text{ \AA}$, то для γ_p^{int} получим 3.1, а по кривой Рудник (кривая А) для тех же волн $\gamma_p^{\text{int}} = 2.4$. Примем значение $\gamma_p^{\text{int}} = 3.1$, полученное по данным кривой С, как более надежное. Эта величина хорошо совпадает с данными Аллера и Трэмплера [63], которые для тех же длин волн получили $\gamma_p^{\text{int}} = 2.9$. Согласие результатов нужно считать отличным. Вообще нужно отметить, что, пользуясь формулами (2.35) для γ_p и γ_v , т. е. для разных α , получаем значения коэффициентов несколько меньшими, чем это получалось при незаконном допущении $\alpha_p = \alpha_v = 1$. Уменьшенные значения коэффициентов (2.4; 3.1; 3.4) больше приближают нас к истине.

Таблица XXII ცხრილი

Кривые до до	$\lambda 4400$ α_p	$\lambda 5500$ α_v	H	γ_p^{int}	$\lambda 4250$ α_p	$\lambda 5100$ α_v	H	γ_p	$\lambda 4060$ α_p	$\lambda 5400$ α_v	H	γ_p
А	0.81	1.73	1.71	2.4	0.73	1.15	1.31	4.2	0.58	1.62	2.10	1.5
С	1.15	2.12	1.47	3.1	0.95	1.75	1.54	2.9	0.85	1.95	1.73	2.4
Э	1.13	1.99	1.41	3.4	0.95	1.55	1.34	3.9	0.85	1.84	1.63	2.6

Если мы примем значения коэффициента γ_p для перевода избирательного поглощения ИЦ в общее поглощение в интернациональной системе равным 3.1, а также для оптической толщины дифференциального поглощения в интернациональной системе $\tau = 0.11$, что получено выше, согласно косеканс-закону, то для общего поглощения A_p в направлении галактических полюсов получим:

$$A_p^{90} = \gamma_p^{\text{int}} \cdot \tau = 0^m.34 \quad (2.42)$$

Если сравнить нашу величину A_p^{90} с величинами, полученными другими авторами:

Хаббл [86]	0.25
Э. Виллиамс [143]	0.305
Оорт [100]	0.31
П. П. Паренаго [43]	0.34
Б. Е. Маркарян [34]	0.23—0.40

то увидим, что наша величина точно совпадает с величиной П. П. Паренаго и близка к величине Оорта. Таким образом величину Хаббла—0.25—приходится считать слишком заниженной и пользоваться ею не следует.

В таблице XXIII дается зависимость α от λ , полученная по указанным кривым (см. чертеж 11). Индекс при α указывает, с чьей кривой она взята: α_R (Рудник), α_M (Мельников), α_{st} (Стеббинс и его коллеги).

В таблице XXIII даются также средние значения $\bar{\alpha}$. При выводе последних мы принимали вес по кривым Стеббинса и его коллег равным 2, а Рудник и О. А. Мельникова—равным 1.

Ниже дается таблица XXIV, представляющая зависимость H от γ_p .
 γ_p легко получится по равенству (2.27).

Таблица XXIII ცხრილი

$\lambda \text{ \AA}$	α_R	α_M	α_{st}	$\bar{\alpha}$	$\lambda \text{ \AA}$	α_R	α_M	α_{st}	$\bar{\alpha}$
4000	0.58	0.70	0.76	0.70	5000	1.08	—	1.62	1.44
4050	0.58	0.90	0.85	0.79	5100	1.15	—	1.75	1.55
4100	0.60	1.01	0.85	0.83	4200	1.34	—	1.83	1.67
4150	0.66	1.08	0.87	0.87	5300	1.46	—	1.92	1.77
4200	0.70	1.08	0.87	0.88	5400	1.62	—	1.95	1.84
4250	0.73	1.17	0.95	0.95	5500	1.73	—	2.12	1.99
4300	0.75	1.25	0.95	0.98	5600	1.92	—	2.22	2.12

Определяя указанные коэффициенты по равенствам $A_p = \gamma_p I_{\Sigma}$ и $A_v = \gamma_v I_{\Sigma}$ мы получим общее поглощение в фотографических и фото-визуальных лучах.

Таблица XXIV ცხრილი

H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p	H	γ_p
100.0	1.01	7.0	1.17	1.90	2.11	1.39	3.56	1.32	4.12	1.25	5.00	1.18	6.56	1.11	10.09
50.0	1.02	6.0	1.20	1.80	2.25	1.38	3.63	1.31	4.22	1.24	5.17	1.17	6.88	1.10	11.00
25.0	1.04	5.0	1.26	1.70	2.43	1.37	3.70	1.30	4.33	1.23	5.35	1.16	7.25	1.09	12.11
15.0	1.07	4.0	1.33	1.60	2.67	1.36	3.78	1.29	4.45	1.22	5.55	1.15	7.66	1.08	13.50
10.0	1.11	3.0	1.50	1.50	3.00	1.35	3.86	1.28	4.57	1.21	5.76	1.14	8.14	1.06	17.70
9.0	1.12	2.5	1.67	1.45	3.22	1.34	3.94	1.27	4.70	1.20	6.00	1.13	8.69	1.04	26.00
8.0	1.14	2.0	2.00	1.40	3.50	1.23	4.03	1.26	4.85	1.19	6.26	1.12	9.33	1.02	51.00

§ 26. Определение коэффициента общего поглощения и зависимость толщины поглощающего слоя от галактической долготы

Получение коэффициента общего поглощения имеет большое значение для изучения строения Галактики, как это было подчеркнуто нами еще в введении к настоящей работе. Обозначая коэффициент ослабления света через a_0 (как известно, a_0 связано с коэффициентом поглощения K : $a_0 = 1.086 K$), мы можем написать для суммарного поглощения $A(r)$ по всему пути:

$$A(r) = a_0 r \quad (2.43)$$

Очевидно, что равенством (2.43) можно пользоваться только тогда, когда изучаемые объекты расположены в плоскости Галактики; когда же объекты расположены вне галактической плоскости, т. е. когда $b \neq 0^\circ$, то приходится пользоваться более сложной зависимостью, чем (2.43). Это вызвано тем, что поглощающий слой расположен вдоль галактической плоскости и имеет органиченную толщину, т. е. довольно часто поглощающей средой не занят весь путь до рассматриваемой звезды.

Теория поглощения разработана советским ученым проф. П. П. Паренного в работе «О темных туманностях и о поглощении света в Га-

лактике» [43]. Автор этой работы исходит из экспоненциального закона для изменения коэффициента общего поглощения в поглощающей среде, по аналогии с экспоненциальным законом распределения звездных плотностей в направлении галактического полюса. Излагая свою теорию, автор дает ряд новых методов определения коэффициентов общего и избирательного поглощения, а также толщины поглощающего слоя.

В этом параграфе мы воспользуемся для определения общего поглощения одной формулой, вытекающей из указанной теории. Поэтому в начале вкратце изложим теорию П. П. Паренaго. При изложении мы будем придерживаться работы автора и будем пользоваться его же обозначениями.

Представим себе, что поглощающая среда состоит из плоских слоев, которые расположены параллельно плоскости Галактики. Разобьем эту среду на бесконечно тонкие слои; в таком случае можем написать:

$$dA(r) = a(z) dr,$$

где $A(r)$ — полное поглощение света на расстоянии r , а $a(z)$ — поглощение на единицу пути.

Полное поглощение на расстоянии r , или до соответствующего $z = r \sin b$ от галактической плоскости, будет равно:

$$A(r) = \int_0^z a(z) dz \quad (2.44)$$

Внесем в это равенство вместо $a(z)$ выражение:

$$a(z) = a_0 e^{-\frac{z}{\beta}} = a_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}$$

Эта функция вводится по аналогии с выражением для звездной плотности $D(z)$, которое имеет вид:

$$D(z) = D(0) e^{-\frac{z}{\beta}} \quad (2.45)$$

В доводы целесообразности использования функции (2.45) мы не будем вдаваться, поскольку желающие могут найти их в самой работе П. П. Паренaго. Однако, значения постоянных a_0 и β мы поясним ниже.

Подставляя (2.45) в (2.44) и рассматривая A как функцию также от галактической широты b , мы получим:

$$A(r, b) = \int_0^r a_0 e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} dr. \quad (2.46)$$

После квадратуры будем иметь:

$$A(r, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \left(1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right) \quad (2.47)$$

Полученная формула (2.46) для $A(r, b)$ является основной в приво-

димой теории и она именуется формулой П. П. Паренаго¹. Отметим, что аналогичная формула была получена также Хантером и Мартином [89], а Берманом [66] была получена формула несколько иного вида, чем (2.47). Однако, упомянутые авторы получали эти формулы, главным образом, с целью вычисления эффективного пути луча в поглощающей среде, и они не пошли дальше и не смогли развить теорию так, как это сделал П. П. Паренаго.

Создав теорию поглощения, П. П. Паренаго сам применил ее и дал, как указано выше, ряд методов для определения коэффициентов общего и избирательного поглощения и окончательно установил значение эффективной толщины поглощающего слоя и пр.

Эти определения изложены им в работах [43, 44, 46] и в учебнике по звездной астрономии [45]. Вся теория и выводы П. П. Паренаго являются большим вкладом в деле изучения межзвездного поглощения.

Чтобы установить смысл постоянных a_0 и β , в формуле (2.47) положим сперва $b = 0^\circ$; при этом получится неопределенность, после раскрытия которой будем иметь:

$$A(r, 0) = a_0 r \quad (2.48)$$

Из (2.48) видно, что a_0 есть фактор ослабления света на единицу расстояния, но только лишь в плоскости Галактики. Ясно, что эта формула та же, что и (2.43).

Для направления на полюс Галактики, $b = 90^\circ$ и $r = \infty$ будем иметь:

$$A(\infty, 90^\circ) = a_0 \beta \quad (2.49)$$

Следовательно β есть полутолщина такого однородного поглощающего слоя, который вызывает такое же поглощение, какое наблюдается в направлении на полюс Галактики. Такую толщину β можно назвать эффективной толщиной слоя.

Когда b меняется от 0° до 90° , а $r = \infty$, мы будем иметь

$$A(\infty, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \quad (2.50)$$

Формула (2.50) применима к случаю внегалактических туманностей, поскольку лучи от внегалактических туманностей поступают в нашу Галактику извне, можем положить $r = \infty$. Таким образом, формулой (2.50) можно пользоваться как для внегалактических туманностей, так и для звезд, находящихся вне слоя поглощающей среды, а для звезд находящихся в поглощающем слое и имеющих $b = 90^\circ$, формула (2.47) приводится к виду:

$$A(r, 90^\circ) = a_0 \beta \left(1 - e^{-\frac{r}{\beta}}\right) \quad (2.51)$$

Поскольку полная (а не эффективная) толщина поглощающего слоя может простирается до 500 парсек и дальше, формулой (2.51) можно пользоваться при изучении поглощения в окрестностях полюса Галактики довольно широко.

¹ Для более общего случая формула П. П. Паренаго была выведена А. С. Шаровым [59]. Ее мы здесь не приводим. Обобщенная формула А. С. Шарова учитывает также долготный эффект, т. е. представлено выражение для $A(r, b, l)$.

Если воспользоваться методом П. П. Паренaго [43] и определять a_0 и c_0 для нашего случая, т. е. применяя формулу:

$$X + \frac{\text{III}}{5} Y = \lg r' - \lg \text{III} - 5 \cdot 4 \text{III} \sin b, \quad (2.52)$$

где $X = -\lg c_0$, $Y = \frac{a_0}{c_0}$, а c_0 — коэффициент избирательного поглощения, мы встретимся с рядом трудностей.

При применении формулы (2.52) приходится преобразовать ее для внегалактических туманностей, а для этого случая $r' = \infty$, и поэтому приходится ограничиваться заведомо известным значением β . Кроме того, внегалактические туманности находятся на высоких широтах и уравнение (2.52) становится менее точным. По этим причинам уравнение (2.52) для нашего случая становится менее пригодным, тогда как оно хорошо применимо для звезд.

Для определения постоянных a_0 и β_0 по внегалактическим туманностям также неприменима формула, получаемая по теории П. П. Паренaго [43].

$$\lg \left[\frac{dA(r, b)}{dr} \right] = \lg a_0 - 0.4343 \frac{z}{\beta} \quad (2.53)$$

но успешно примененная П. П. Паренaго к звездам. По ней и определил Паренaго значения a_0 и β .

В случае применения теории П. П. Паренaго к внегалактическим туманностям, возможно пользоваться только лишь формулой (2.50) и, повидимому, ничего нельзя больше сделать. При этом, постоянные a_0 и β входят в формулу (2.50) в виде произведения $a_0 \beta$. Поэтому, чтобы определить одну из этих величин, необходимо вторую принять как известную.

С другой стороны, формула (2.50) представляет нечто иное, чем ко-секанс-закон, по которому в § 24 мы определили оптическую толщину для северного и южного полюсов Галактики. Как было показано в том же параграфе, избирательная оптическая толщина для полюсов Галактики, в интернациональной шкале, равна $0^m 11$, но оптическую толщину для общего поглощения в той же шкале мы получили равной $0^m 34$. В таком случае для полюсов Галактики формула (2.50) переписывается в виде (2.54).

$$a_0 \beta = 0.34 \quad (2.54)$$

Если для значения β примем определения П. П. Паренaго по работам [43, 44, и 46], т. е. $\beta = 100$ парсек, то получим $a_0 = 3.4$, что в точности совпадает с определениями П. П. Паренaго. Как указывает П. П. Паренaго, величина β меняется в зависимости от (l, b) в пределах от 100 до 200 парсек, так что соответственно, согласно (2.54), может меняться в довольно широких пределах и a_0 .

Разные исследователи получали различные значения для толщины поглощающего слоя, начиная от 100 до 500 парсек и выше. Эти толщины поглощающего слоя нужно считать не как эффективные, а как значения тех высот, на которых еще можно обнаружить поглощение. Таким обра-

зом, эти толщины слоя никоим образом не противоречат эффективной полутолщине $\beta = 100$ парсек, полученной в ряде работ П. П. Паренато.

Ввиду того, что свету от внегалактических туманностей приходится проходить весь путь протяжения нашей Галактики по лучу зрения, то нам кажется естественным, что получаемая по звездам толщина поглощающего слоя, в случае применения внегалактических туманностей, получается преувеличенной.

С целью проверки однородности толщины поглощающего слоя над плоскостью Галактики и вдоль галактических долгот мы воспользовались показателями цвета внегалактических туманностей. Мы приведем сравнение между собой показателей цвета в направлениях на галактический центр и антицентр.

В таблицах XXV и XXVI, заключены площадки в полусфере галактического центра и в полусфере антицентра.

Таблица XXV ცხროლო

l	b	III
200° — 270°	+60° — +66°	0.86 (8)
215 — 234	+44 — +60	0.83 (13)
272 — 280	+44 — +50	0.76 (10)
300 — 310	+35 — +45	0.83 (3)
310 — 320	+31 — +39	0.95 (4)
Среднее . . .		0.85 (38)

Таблица XXVI ცხროლო

l	b	III
70° — 80°	+42° — +50°	0.61 (7)
90 — 100	+30 — +40	0.72 (3)
100 — 110	+50 — +60	0.73 (8)
100 — 110	+60 — +70	0.83 (8)
160 — 170	+60 — +70	0.72 (8)
180 — 190	+54 — +60	0.80 (10)
Среднее . . .		0.74 (39)

Как видно из этих таблиц, в полусфере галактического центра значения показателей цвета больше, чем в антицентре, а в среднем, значения отличаются на 0.11, что можно считать довольно ощутимой величиной. При выводе среднего значения показателя цвета этой таблицы принимались во внимание поправки за тип S_b и за величину 12^m , по вышеприведенным кривым.

Несмотря на то, что эти площадки находятся на довольно больших галактических широтах, они все-таки хорошо характеризуют поглощение. Поглощение на стороне галактического центра оказывается больше, чем в антицентре. Все это указывает на то, что поглощающая среда на стороне галактического центра намного толще, (т. е. луч проходит больший путь), чем в направлении на антицентр. Этот результат становится еще убедительнее если вспомнить, что звезды также дают подобный эффект.

Заканчивая на этом изложение результатов исследования поглощения по внегалактическим туманностям, мы переходим теперь к изложению вопроса о поглощении на основе колориметрии переменных звезд.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ
ЦЕФЕИД И ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
ПО НИМ§ 27. Способ определения показателей цвета цефеид и наша система
показателей цвета

Определение показателей цвета долгопериодических цефеид имеет большое значение ввиду того, что цефеиды находятся на далеких расстояниях и поэтому заведомо можно предполагать, что они имеют большие избытки цвета. Кроме того, цефеиды показывают большое сгущение в плоскости Галактики, где больше всего сгущена и поглощающая материя, и поэтому изучение цефеид, в смысле определения их цветов, представляет большой интерес для изучения Галактики в целом. Все это указывает на справедливость выбора нами этих объектов для нашей задачи. Однако, ввиду того, что цефеиды не очень многочисленны, требуется более тщательное определение их цветов, чем это делается для обычных звезд, подвергающихся массовым определениям и анализу.

В качестве недостатков цефеид с точки зрения изучения поглощения, можно указать на 1) довольно значительное изменение цвета с изменением их блеска и 2) на нахождение цефеид в местах, обильных звездами, что при наличии небольшого масштаба, (как это мы имеем на анаберрационной камере $1^{\circ}=1.08$ см) неизбежно приводит к большим случайным ошибкам.

Первый недостаток был преодолен нами тем, что фотоматериал для определения показателей цвета получался в максимуме блеска цефеид. Для преодоления второго недостатка употреблялись оптимальные экспозиции, что препятствовало получению слабых звезд на пластинках.

При определении показателей цвета цефеид мы пользовались тем же инструментом и фотоматериалом, как и для определения показателей цвета внегалактических туманностей. Естественно, что эффективная длина волны и система показателей цвета, которые выведены для внегалактических туманностей, остаются в силе и для цефеид. Способ получения фотографического материала также был оставлен таким же, т. е. на одной и той же пластинке снимались два изображения звезды в синем и желтом фильтрах. Применение данного способа фотографирования имеет некоторое преимущество перед другими способами, о чем было сказано выше (см. гл. II § 10).

В каждую ночь для исследуемой площадки получалась соответствующая стандартная площадка вблизи Северного полюса. Пользуясь этой площадкой, мы переводили полученные показатели цвета в интернациональную систему, решая для каждой ночи способом наименьших квадратов условные уравнения вида:

$$\Pi\Pi_{\text{инт}} = a\Pi\Pi + bm + c. \quad (3.1)$$

Кроме того, как в других случаях, полученные показатели цвета исправлялись за атмосферное поглощение.

Для получения показателей цвета мы обычно строим, как указывалось выше в главе II, характеристические кривые $(E, m_{\text{фг}})$ и $(E, m_{\text{фв}})$ по полярной последовательности. В таком случае, определяемые звездные величины и показатели цвета получаются в собственной системе и они включают в себя ошибки цвета. Очевидно, в данном случае получения показателей цвета, эффект Пуркинье не должен иметь места по причине того, что он одинаково влияет как на исследуемые, так и на стандартные звезды. Эффект Пуркинье, т. е. зависимость показателей цвета от звездных величин, должен проявить себя при переводе полученных показателей цвета в интернациональную систему.

Чтобы избежать больших величин коэффициентов b и c в уравнении (3.1), лучше строить характеристические кривые по отдельным спектральным классам звезд, что мы и делали. Указанного можно достичь, если белые и красные звезды стандартов разбить на три группы и вместо двух характеристических кривых получить шесть. В таком случае, указанные коэффициенты будут ничтожно малыми и наши показатели цвета будут получаться почти в интернациональной системе.

Поскольку система показателей цвета зависит, в общем, от используемой пленки, светофильтров, инструментов, проявителя и прочих условий, а на практике все эти условия редко соблюдаются идеально, мы решили перевести определенные нами показатели цвета в интернациональную систему для каждой ночи, в отдельности. Следует отметить, что при определении показателей цвета цефеид все описанные условия соблюдались нами без изменения, не считая тех очень редких случаев, когда используемые нами фотопленки «Изопанхром» заменялись пленками «СЧС». Очевидно, что они дают весьма отличающуюся систему показателей цвета, которая самостоятельно должна переводиться в интернациональную систему.

Полученные по характеристическим кривым показатели цвета переводились в интернациональную систему следующим образом. Снимались близ полюса стандартные площадки, для которых показатели цвета брались из каталога Сирса, Росса и Джойнер [114] и опять-таки составлялись условия уравнения, которые решались способом наименьших квадратов. Звезд бралось, примерно, 60—80.

Коэффициенты у звездной величины в этих уравнениях получались незначительные, тогда как коэффициенты a и c имели большие значения. Приведем одно из уравнений вида (3.1), которым мы пользовались:

$$m_{\text{фг}}^{\text{инт}} = 0.46 m_{\text{фг}} - 0.07 (10^{m-5} - m) + 0.34 \quad (3.2)$$

Уравнение подтверждает сравнение, т. е. наши показатели цвета не очень уж зависят от звездных величин.

Таким образом, для каждой цефеиды в большинстве случаев мы имели два значения показателей цвета, полученные в разные ночи, по отдельности, и приведенные к интернациональной системе. В качестве окончательной величины показателя цвета принималось среднее арифметическое из этих двух значений, соответствующее максимальной яркости цефеиды.

6. Бюлл. Абаст. астроф. обс., № 13

§ 28. Каталог показателей цвета цефеид

В таблице XXVII мы приводим каталог показателей цвета для 110 цефеид. В первом столбце таблицы дается порядковый номер цефеиды. Над порядковым номером имеются значки: два штриха—когда цефеида находится в темной области Млечного Пути, один—если она в переходящей области; номер оставлен без штриха, когда цефеида находится в светлой области. Во втором столбце даны обозначения цефеид, в третьем—логарифмы периодов. Эти данные взяты из каталога Шнеллера и обновлены по данным общего каталога Переменных звезд Б. В. Кукаркина и П. П. Паренaго [29]. В 4-ом и 5-ом столбцах даются галактические координаты. Для получения этих координат использованы таблицы Олсона [97]. В шестом столбце даются исправленные за поглощение расстояния цефеид; в седьмом—фотографические величины в максимуме блеска, взятые, в основном, из общего каталога переменных звезд Кукаркина и Паренaго. Для тех цефеид, которые в указанном каталоге имели визуальные величины,—а таких оказалось всего 20,—мы перевели визуальные величины в фотографические путем прибавления наших $ПЦ_{\text{макс}}^{\text{инт}}$. В восьмом столбце представлены— $ПЦ_{\text{макс}}^{\text{инт}}$ соответствующие максимуму блеска цефеид. В девятом столбце дается суммарное поглощение A , однако в последнем не учтено нейтральное поглощение (см. ниже); в десятом—поглощение на 1 килопарсек для данного направления.

§ 29. Определение расстояний, исправленных за поглощение

Для получения истинных расстояний до цефеид мы использовали значения поглощения A , данные в таблице XXVII. В случае, когда мы имеем суммарное поглощение, для данных звезд индивидуально, мы можем пользоваться уравнением:

$$\bar{M} = \bar{m} + 5 - 5 \lg r - \gamma ИЦ = \bar{m} + 5 - 5 \lg r - A(r). \quad (3.3)$$

Ввиду того, что рассматриваемые нами звезды являются переменными, мы вносим в уравнение (3.3) средние значения \bar{M} и \bar{m} .

Для получения средних значений \bar{m} нами был использован «Общий каталог переменных звезд» Б. В. Кукаркина и П. П. Паренaго. С целью получения \bar{m} для всех цефеид в фотографической системе, визуальные величины \bar{m}_v рассматриваемых звезд были переведены в фотографические, просто, путем прибавления наших показателей цвета. Далее, для вычисления средних \bar{M} нами были использованы формулы, взятые из монографии Б. В. Кукаркина и П. П. Паренaго [28].

$$\begin{aligned} \bar{M} &= -0^m.62 - 1^m.30 \lg P \quad (\lg P < 0.96) \\ \bar{M} &= -0^m.47 - 1^m.73 \lg P \quad (\lg P > 0.96) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Имея \bar{M} и \bar{m} для всех наших величин, после применения (3.3), мы получили истинные расстояния, которые даются в таблице XXVII. Наши расстояния отличаются от расстояний Джоя, намного уступающим нашим по точности.

Определение показателей цвета долгопериодических цефеид и...

83

Таблица XXVII ცხრილი

Таблица XXVII ცხრილი										
№ პ. п. п.	Звезда გვარსკვლავი	lg P	L	b	r	m _{max}	III _{инт} такс	A (r)	III _{кис}	
1"	V336 Aql . . .	0.86	1.9	—	3.6	0.68	10.1	1.40(3)	3.30	1.58
2"	SZ Aql . . .	1.23	3.3	—	3.8	1.84	9.5	1.40(2)	3.12	0.55
3"	TT Aql . . .	1.14	3.7	—	4.6	1.16	8.0	1.00(2)	1.90	0.52
4"	FN Aql . . .	0.98	6.3	—	4.4	0.87	8.8	0.95(2)	1.85	0.69
5"	BH Oph . . .	1.04	7.5	+	11.9	3.32	11.5	0.90(2)	1.67	0.37
6"	BB Her . . .	0.88	11.0	+	5.4	1.06	9.6	0.90(5)	1.74	0.52
7"	FM Aql . . .	0.79	12.0	—	0.5	0.74	9.5	1.35(3)	3.20	1.37
8"	BL Her . . .	0.62	12.6	+	18.2	1.92	9.3	0.30(2)	0.02	0.00
9"	EZ Aql . . .	1.49	13.3	+	7.6	13.08	11.6	1.35(2)	1.52	0.42
10"	AP Her . . .	1.02	14.7	+	6.1	3.60	11.2	0.70(2)	1.05	0.24
11"	EV Aql . . .	1.60	15.3	+	2.5	7.75	12.4	1.10(2)	2.00	0.17
12"	FF Aql . . .	0.65	16.8	+	5.1	0.24	5.8	0.50(1)	0.62	0.82
13"	TX Del . . .	0.78	18.3	—	25.4	0.91	9.0	0.75(2)	1.33	1.18
14"	U Vul . . .	0.90	23.8	—	1.5	0.60	7.7	0.70(2)	1.10	0.59
15"	CN Lyr . . .	0.37	25.5	+	13.5	2.30	11.0	0.45(2)	0.60	0.30
16"	CC Lyr . . .	1.38	26.9	+	16.6	8.90	12.1	0.75(1)	1.02	0.62
17"	AL Lyr . . .	1.11	27.6	+	6.2	7.10	12.6	0.80(1)	1.33	0.30
18"	BR Vul . . .	0.72	26.3	—	1.8	3.04	11.8	0.75(2)	1.35	0.14
19"	X Vul . . .	0.80	31.6	—	2.4	1.00	9.5	0.85(2)	1.65	0.53
20"	GH Cyg . . .	0.89	34.2	—	1.1	1.54	10.4	1.00(1)	2.05	0.42
21"	MW Cyg . . .	0.78	38.7	—	1.6	1.54	10.3	0.80(5)	1.50	0.32
22"	CD Cyg . . .	1.23	38.8	+	0.5	1.84	9.2	0.70(2)	0.96	0.16
23"	V383 Cyg . . .	0.66	41.7	—	3.6	2.12	12.3	1.15(2)	2.65	0.40
24"	X Cyg . . .	1.21	44.7	—	5.1	0.92	7.0	0.50(2)	0.34	0.12
25"	VX Cyg . . .	1.30	50.0	—	4.2	2.60	10.7	1.10(2)	2.15	0.33
26"	VY Cyg . . .	0.90	50.7	—	5.3	1.80	10.1	0.75(2)	1.27	0.25
27"	MZ Cyg . . .	1.33	51.3	—	0.5	6.68	11.8	0.75(1)	1.05	0.37
28"	SZ Cyg . . .	1.18	52.1	+	3.3	1.35	9.9	0.95(2)	1.80	0.43
29"	TX Cyg . . .	1.17	52.1	—	2.3	1.02	10.0	1.50(1)	3.56	1.12
30"	BZ Cyg . . .	1.01	52.5	+	0.8	1.74	11.5	1.30(2)	2.92	0.54
31"	V386 Cyg . . .	0.72	53.3	—	5.5	0.85	10.7	1.25(1)	2.92	1.10
32"	VZ Cyg . . .	0.69	59.4	—	9.0	0.97	9.1	0.70(2)	1.20	0.40
33"	BG Lac . . .	0.75	60.9	—	3.7	0.70	9.3	1.00(3)	2.14	0.98
34"	Y Lac . . .	0.64	66.5	—	4.3	1.70	9.3	0.30(2)	0.00	0.00
35"	AK Cep . . .	0.86	72.7	+	0.2	3.50	12.3	0.95(2)	1.92	0.18
36"	HR Lac . . .	0.81	73.4	—	2.1	1.21	9.0	0.60(4)	0.85	0.22
37"	Z Lac . . .	1.04	73.5	—	1.7	1.21	8.6	0.70(4)	1.05	0.29
38"	V Lac . . .	0.70	74.2	—	2.7	1.17	9.0	0.55(3)	0.80	0.22
39"	X Lac . . .	0.74	74.4	—	2.6	0.76	8.9	0.75(3)	1.37	0.57
40"	SW Cas . . .	0.74	74.4	—	1.6	1.02	10.0	1.00(2)	2.15	0.67
41"	RS Cas . . .	0.80	82.1	+	0.9	0.94	10.4	1.20(2)	2.80	0.96
42"	RY Cas . . .	1.08	83.1	—	3.1	1.69	10.3	1.10(1)	2.30	0.43
43"	CF Cas . . .	0.69	83.8	—	1.4	2.50	11.9	1.25(2)	2.92	0.37
44"	CG Cas . . .	0.64	84.6	—	1.1	2.8	11.5	0.90(1)	1.86	0.29
45"	SY Cas . . .	0.61	86.0	—	3.9	1.19	10.0	0.85(2)	1.74	0.47
46"	TU Cas . . .	0.33	86.4	—	11.8	0.63	7.5	0.30(2)	0.16	0.08
47"	XY Cas . . .	0.65	90.5	—	2.4	1.76	9.7	0.60(3)	0.94	0.17
48"	VWCas . . .	0.78	92.4	—	0.7	1.93	10.5	0.80(3)	1.50	0.25
49"	UZ Cas . . .	0.63	93.2	—	1.2	1.15	10.8	1.15(1)	2.64	0.73
50"	RW Cas . . .	1.17	96.8	—	4.1	2.12	9.7	0.85(2)	1.46	0.22
51"	BY Cas . . .	0.51	97.3	—	0.2	1.92	11.5	0.75(2)	1.46	0.24
52"	VV Cas . . .	0.79	98.1	—	1.6	1.02	10.8	1.25(3)	2.90	0.91
53"	VX Per . . .	1.04	100.7	—	2.4	1.59	10.1	0.90(3)	1.68	0.33
54"	SZ Cas . . .	1.13	102.5	—	0.6	2.09	10.5	0.90(3)	1.62	0.25
55"	VY Per . . .	0.74	102.8	—	1.0	2.88	11.2	0.85(2)	1.68	0.18
56"	UY Per . . .	0.73	103.6	—	0.7	1.85	12.4	1.35(1)	3.24	0.56
57"	RWCas . . .	1.22	112.5	+	4.6	0.85	9.3	1.30(1)	2.92	1.10

№ № п. п.	Звезда ვარსკვლავი	Ig P	L	b	r	m _{max}	Π _{инт} такс	A (r)	ИИ 1кпс
58'	TV Cam . . .	0.72	112.7	+ 6.2	5.04	11.9	0.50(2)	0.65	0.15
59''	RX Cam . . .	0.90	113.5	+ 5.6	0.56	8.0	0.90(2)	1.74	0.99
60''	AS Per . . .	0.70	121.8	+ 0.2	0.74	10.0	1.20(2)	2.78	1.20
61	SX Per . . .	0.63	126.7	— 5.2	2.34	11.3	0.75(2)	1.40	0.27
62	SV Per . . .	1.05	130.3	— 0.3	1.58	9.1	0.65(5)	0.90	0.18
63'	SY Aur . . .	1.01	132.4	+ 3.4	1.31	9.9	1.05(2)	2.14	0.52
64	AN Aur . . .	1.01	132.6	+ 0.2	2.38	10.8	0.95(2)	1.84	0.25
65'	Y Aur . . .	0.59	134.4	+ 5.6	0.86	9.8	0.65(2)	1.12	0.41
66''	AW Per . . .	0.81	134.4	— 4.1	0.61	9.9	0.70(2)	1.15	0.61
67	YZ Aur . . .	1.26	135.0	+ 2.2	2.46	11.2	1.20(2)	2.50	0.32
68	AO Aur . . .	0.83	145.3	+ 3.4	2.38	10.9	0.85(2)	1.62	0.22
69''	SZ Tau . . .	0.50	147.4	+ 17.3	0.50	6.9	0.35(2)	0.00	0.00
70	AV Tau . . .	0.56	148.9	— 0.2	3.39	13.0	1.00(2)	2.20	0.21
71'	RZ Gem . . .	0.74	155.4	+ 1.4	1.17	10.0	0.90(3)	1.83	0.50
72	SW Tau . . .	0.20	158.0	— 28.4	1.05	9.3	0.45(4)	0.68	0.67
73'	ST Tau . . .	0.61	160.8	— 6.6	1.21	8.5	0.20(2)	0.00	0.00
74	AD Gem . . .	0.58	160.9	+ 3.1	1.93	10.0	0.40(2)	0.34	0.06
75'	CR Ori . . .	0.69	163.6	+ 2.4	1.42	12.6	1.55(2)	3.86	0.87
76	RS Ori . . .	0.88	164.3	+ 1.8	1.27	8.8	0.55(3)	0.65	0.16
77	W Gem . . .	0.90	165.1	+ 4.8	0.71	7.1	0.35(2)	0.03	0.01
78	CS Ori . . .	0.59	165.7	— 3.0	2.00	11.0	0.80(2)	1.58	0.25
79	WW Mon . . .	0.67	170.4	+ 1.8	3.36	12.6	0.8 (1)	1.50	0.14
80	TZ Mon . . .	0.87	181.7	+ 2.7	4.92	11.4	0.40(1)	0.19	0.01
81'	TX Mon . . .	0.94	181.8	+ 0.7	1.83	11.4	1.10(1)	2.33	0.40
82'	AC Mon . . .	0.90	189.4	— 0.5	1.44	10.4	0.95(1)	1.90	0.42
83	RY CMa . . .	0.67	193.7	+ 1.6	0.52	9.0	1.05(2)	2.33	1.44
84''	TV CMa . . .	0.67	194.9	— 1.0	1.44	12.1	1.30(3)	3.10	0.68
85	RZ CMa . . .	0.63	198.6	+ 1.2	1.09	9.8	0.85(2)	1.55	0.45
86	RW CMa . . .	0.76	199.7	— 2.6	1.80	12.2	1.30(2)	3.04	0.54
87	VW Pup . . .	0.63	202.0	+ 0.3	3.82	11.8	0.60(2)	0.93	0.08
88'	VX Pup . . .	0.48	203.8	— 0.3	0.54	7.8	0.65(2)	1.18	0.70
89'	WW Pup . . .	0.74	204.0	+ 2.2	2.17	11.8	1.05(1)	2.30	0.34
90'	W Vir . . .	1.24	289.3	+ 57.6	3.50	9.9	0.55(1)	0.50	0.89
91''	AL Vir . . .	1.01	298.9	+ 45.5	2.07	9.3	0.50(1)	0.44	0.70
92''	VY Sgr . . .	1.13	337.8	— 2.5	2.90	11.9	1.35(1)	3.00	0.33
93'	WZ Sgr . . .	1.34	339.8	— 2.8	1.58	8.2	0.70(3)	0.90	0.18
94''	AY Sgr . . .	0.82	341.0	— 3.9	1.62	11.9	1.30(3)	3.02	0.59
95	U Sgr . . .	0.83	341.4	— 5.9	0.65	7.3	0.50(1)	0.53	0.26
96	V350 Sgr . . .	0.71	341.4	— 9.4	0.93	7.6	0.20(2)	0.00	0.00
97'	BB Sgr . . .	0.82	342.3	— 10.5	0.56	7.5	0.60(1)	0.84	0.48
98''	XX Sgr . . .	0.81	342.7	— 3.4	1.24	9.0	0.65(2)	1.00	0.26
99'	YZ Sgr . . .	0.98	345.4	— 8.6	0.67	7.8	0.75(1)	1.25	0.60
100	V410 Sgr . . .	1.14	345.7	— 12.9	3.22	12.6	1.25(1)	2.70	1.27
101''	X Sct . . .	0.62	346.7	— 3.1	0.85	10.1	1.10(2)	2.50	0.94
102''	UZ Sct . . .	1.17	346.9	— 3.0	1.71	12.5	1.80(1)	4.32	0.81
103''	Y Sct . . .	1.01	351.7	— 2.3	1.07	10.4	1.35(2)	3.08	0.92
104	SS Sct . . .	0.56	352.9	— 3.3	0.96	8.8	0.50(2)	0.65	0.22
105''	TY Sct . . .	1.04	355.7	— 1.4	3.68	11.5	0.90(2)	1.74	0.15
106''	RU Sct . . .	1.29	355.9	— 1.2	0.64	10.1	1.90(2)	4.67	2.32
107''	RX Sct . . .	0.81	356.6	— 3.2	1.68	11.0	1.15(1)	2.55	0.48
108	TW Cap . . .	1.46	357.4	— 25.3	5.43	10.2	0.60(2)	0.53	0.48
109	TZ Aql . . .	0.94	358.6	— 3.8	1.14	9.4	0.85(1)	1.55	0.43
110''	U Aql . . .	0.85	358.7	— 13.1	0.50	6.5	0.40(2)	0.22	0.14

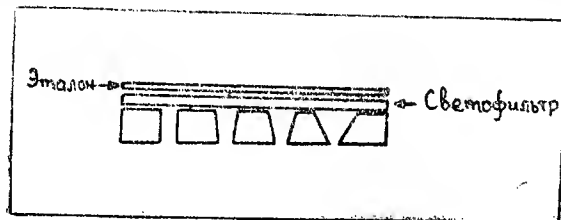
§ 30. Применение светящегося эталона

Как известно, светящийся эталон употребляется при электрофотометрических работах для проверки постоянства чувствительности фото-

элемента и всей установки. Аналогично этому, мы ввели эталон для проверки постоянства чувствительности фотопластинок, режима проявления и пр. Ввиду того, что окончательное почернение на пластинке зависит от многих причин, при пользовании эталоном следует строго соблюдать стандартные условия экспонирования и стандартизации фотопластинок.

Эталон мы стали применять в процессе определений показателей цвета цефеид, поэтому в этой главе опишем его и способ применения.

Светящийся эталон был изготовлен нами. На цинковой пластинке было нанесено лаком светящееся вещество и покрыто светофильтрами БГЗ и ГГ11 в виде двух параллельных пластинок, после чего они были покрыты металлической пластинкой, в толще которой были вырезаны отверстия с одинаковыми диаметрами в верхней плоскости пластинки, но с разными телесными углами, как это показано на чертеже 12.



Чертеж 12 ббббб

Ввиду того, что отверстия вырезаны под различными телесными углами, на фотопластинке, прикладываемой к металлической пластинке, мы получаем отпечатки с разными плотностями. Градация их небольшая, по причине небольшой толщины пластинки (3 мм), обусловленной тем, что марки желательно было расположить близко друг от друга. Следовательно, отверстия в основаниях конусов, лежащие на поверхность вещества, или телесные углы ω умеренно различаются между собой.

Полученные в данную ночь астронегативы, до проявления, экспонировались под эталоном. Продолжительность экспозиции была пять минут как для исследуемой, так и для стандартной площадки. Очевидно, при стандартизации под эталоном, экспозиция должна быть строго одной и той же продолжительности.

Опишем вкратце, как использовали мы отпечатки эталона с целью проверки постоянства системы показателей цвета. Такая проверка нужна в связи с тем, что на пластинках, полученных в разные ночи, может быть некоторое колебание в системе показателей цвета. Поэтому, для соблюдения постоянства системы желательно приводить снимки отдельных ночей к одной системе, выбранной заранее.

Ввиду того, что отпечатки эталона получаются в двух лучах спектра, мы можем определить показатель цвета эталона с помощью характеристических кривых, используя тот же снимок полюса. Так, например, имевшиеся на пленке № 748 (снимок полярной последовательности) отпечатки эталона, после измерения, дали $E'_{\text{фг}}$, $F'_{\text{фл}}$. Войдя с этими значениями в характеристическую кривую, мы получили для значения показателя цвета эталона $\text{ПЦ} = +2.08$. По негативу следующей ночи (полюс; № 753) для тех же точек эталона мы получили значение $\text{ПЦ} = +2.00$, так что

здесь эталон оказался несколько более, чем на негатив № 748. Цвет эталона, получаемый таким образом, следует определять по нескольким точкам.

Приведенный пример показывает, что по какой-то причине показатель цвета эталона уменьшился, тогда как по предположению он не должен меняться. Это изменение мы вправе приписать проявлению или изменению цветочувствительности фотопленки.

В данном случае, не обращая внимания на то, по какой причине это произошло, мы смещаем характеристические кривые так, чтобы показатель цвета эталона во втором случае получился таким же, как и в первом. При этом безразлично, какую кривую мы смещаем, поскольку мы непосредственно определяли не фотографические и фотовизуальные величины, а лишь показатели цвета. В этом случае мы сдвинули характеристические кривые настолько, что показатель цвета во втором случае изменился на 0.08 звездной величины.

Можно поступить и иным образом. На пленках, экспонируемых для цефеид, сравниваем измеренную величину E для данного номера отпечатка эталона с соответствующим номером на другой пленке. Это дает нам возможность обнаружить, как и выше, нарушение стандартных условий проявления или неоднородность.

В таблице XXVIII даются результаты измерения (по одному изображению) шкалки на пленках некоторых площадок (фотография исследуемой звезды) и соответствующие им фотографии полюса (фотография полярной последовательности). Как видно из этой таблицы, разброс величин $E_{\text{фг}}$ невелик. Это указывает на то, что стандартность условий работы соблюдалась удовлетворительно. В последнем столбце таблицы даны отклонения $\Delta E'_{\text{фг}}$ в звездных величинах. Ясно, что соответствующие отклонения в показателях цвета будут на порядок меньше, чем эти значения Δm .

Таблица XXVIII ცხრილი

№	Негатив ფიგურა	$E'_{\text{фг}}$ Станд. სტანდარტი	$\Delta E'_{\text{фг}}$	Δm
1	Полюс	870	000	0.00
2	WCMa	880	-010	-0.15
3	VWPup	900	-030	-0.15
4	WWMon	902	-032	-0.15
5	AVTau	840	+030	+0.15

С некоторым приближением, в прямолинейной части характеристической кривой, величину E можно рассматривать как яркость. Ясно, что для учета поправок мы должны взять разность, т. е.

$$\Delta E'_{\text{фг}} = E'_{\text{пол}} - E'_{*} \quad \text{или} \quad E'_{*} = E'_{\text{пол}} - \Delta E'_{\text{фг}}$$

Имея $\Delta E'_{\text{фг}}$, с ее помощью мы исправляем величины $E'_{\text{фг}}$ и $E'_{\text{фв}}$ исследуемой звезды, считая $\Delta E'_{\text{фг}} = \Delta E'_{\text{фв}} = \Delta E'$. Поскольку $m_{\text{фг}}$ и $m_{\text{фв}}$ являются функциями от $E'_{\text{фг}}$ и $E'_{\text{фв}}$, можем написать:

$$\begin{aligned} m_{\text{фг}} &= f(E'_{\text{фг}} + \Delta E') = f(E_{\text{фг}}^{\text{исп}}) \\ m_{\text{фв}} &= f(E'_{\text{фв}} + \Delta E') = f(E_{\text{фв}}^{\text{исп}}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Нужно отметить, что изменение показателя цвета с ходом характеристической кривой можно установить по измерению изображения шкалки с разными плотностями.

Указанные эталонные шкалки могут быть использованы при точных работах для учета атмосферного поглощения. Впрочем, мы не будем задерживаться здесь на этом вопросе, не имеющем для нас в данном случае особого значения.

§ 31. Определение нормальных показателей цвета цефеид

Ввиду того, что цефеиды являются переменными, определение нормальных показателей цвета для них представляет довольно трудную задачу. Определение их нормальных показателей цвета по обычным звездам соответствующих спектральных классов нежелательно. Также нежелательно брать в качестве нормальных звезд цефеиды, находящиеся на высоких галактических широтах ввиду того, что цефеиды, находящиеся вблизи галактической плоскости и на высоких широтах, как это следует из работы Б. В. Кукаркина [26], повидимому, принадлежат к разным подсистемам—плоской и сферической, а звезды разных подсистем имеют разное происхождение и поэтому они вряд ли сравнимы по цвету.

Ввиду вышесказанного, мы решили определить нормальные показатели цвета иным путем, для чего мы воспользовались нашими $ПЦ_{инг}^c$, связанными с другими характеристиками цефеид соотношением:

$$ПЦ = a + b \lg P + cA(r) \quad (3.6)$$

где a , b и c —некоторые коэффициенты, $A(r)$ —суммарное поглощение. Составляя для каждой цефеиды уравнение вида (3.6) и решая систему уравнений способом наименьших квадратов, мы получили нормальный показатель равным:

$$ПЦ_n = a + b \lg P. \quad (3.7)$$

$\lg P$ введено в уравнение (3.6) для того, чтобы нормальные показатели цвета цефеид связать с их периодом, поскольку последний, как известно, находится в тесной связи со спектральными классами цефеид.

При составлении уравнения (3.6) необходимо было заранее принять для каждой цефеиды, как известную величину, суммарное поглощение $A(r)$. Для тех цефеид, которые по нашему подразделению (см. ниже) находятся в темных местах, для первого приближения, значения $A(r)$ вычислены согласно теории П. П. Паренго [43], а для тех, которые находятся в светлых и светло-темных местах, за коэффициент общего поглощения было принято $0^m 8$. Эта величина коэффициента общего поглощения для светлых мест нашей Галактики повидимому близка к действительности. Чтобы получить $A(r)$, сначала мы вычисляли для данной цефеиды исправленное расстояние по известной формуле:

$$\lg r = \lg r' + \frac{a}{5} r', \quad (3.8)$$

а затем—суммарное поглощение $A(r) = 1.0 r$.

После решения способом наименьших квадратов 110 уравнений вида (3.6), составленных таким путем, полученные значения коэффициентов a , b и c были приняты нами как первое приближение. Далее, пользуясь

этим значениями и принимая за нормальный показатель цвета выражение (3.7) для каждой цефеиды, мы получали непосредственно $A(r)$. После внесения в систему уравнений новых $A(r)$ и повторного решения, мы получали значения для коэффициентов a , b и c во втором приближении.

Уравнение (3.6), после подстановки численных значений коэффициентов во втором приближении, приводится к виду (3.9):

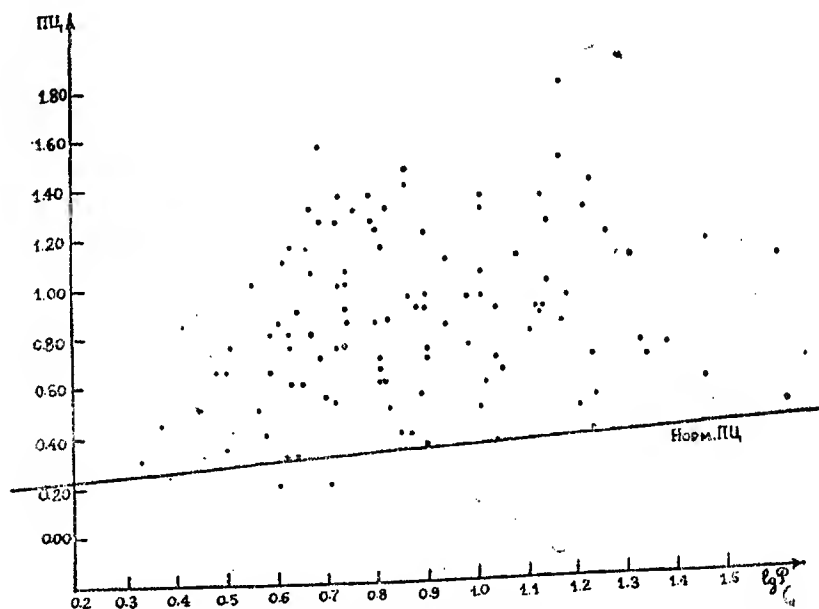
$$\begin{aligned} \Pi_{\text{макс}} = & 0.196 + 0.158 \lg P + 0.322 A(r) \\ & \pm 0.023 \quad \pm 0.027 \quad \pm 0.006 \end{aligned} \quad (3.9)$$

Округляя значения коэффициентов, перепишем его следующим образом:

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{макс}} = & 0.20 + 0.16 \lg P + 0.32 A(r) \\ & \pm 0.02 \quad \pm 0.03 \quad \pm 0.01 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Значения $A(r)$, выведенные на основе уравнения (3.9), даются нами в девятом столбце таблицы XXVII. Их следует рассматривать как окончательные величины.

Мы составили график зависимости $\Pi_{\text{макс}}$ от $\lg P$ и на нем (чертеж 13) провели прямую линию $\Pi_{\text{н}} = 0.20 + 0.16 \lg P$.



Чертеж 13 ббббб

Как видно из чертежа 13, прямая проходит, как следовало ожидать, около основания разбросанных точек. Из чертежа видно также, что некоторые точки $\Pi_{\text{макс}}$ цефеид лежат ниже прямой $\Pi_{\text{н}} = a + b \lg P$, а также на кривой. Очевидно, что по этим цефеидам как суммарное поглощение $A(r)$, так и коэффициент нейтрального поглощения a должны получиться равными нулю. Это те цефеиды, которые находятся на близких расстояниях и свет от них не подвержен заметному космическому пог-

поглощению или же сами определения показателей цвета подвержены случайным ошибкам.

Очевидно, что обратное значение коэффициента γ должно равняться величине γ . В этом случае обратное значение γ равно 3.21, что отлично совпадает с величиной $\gamma = 3.1$, полученной нами в § 25 для интернациональной системы длин волн. Совпадение следует считать отличным, тем более, что эти величины получены совершенно разными путями.

§ 32. Определение избытков цвета по показателям цвета цефеид

В десятом столбце таблицы XXVII даются значения избытков цвета, рассчитанные на 1 килопарсек, или, что тоже самое,—коэффициенты избирательного поглощения¹ (ΔE). В случае, когда цефеида имела большую галактическую широту, вычислялся эффективный путь луча, причем для полутолщины поглощающей среды принято $\mu = 150$ парсек. Приводимые коэффициенты ΔE легко можно перевести в коэффициенты общего поглощения путем умножения на $\gamma = 3.1$ (см. § 25) и затем—деления на 1.08.

С целью более планомерного изучения поглощения по избыткам цвета, мы разделили содержащиеся в нашем каталоге цефеиды по признаку их местоположения в темных и светлых областях Млечного Пути. Для этого мы воспользовались атласом Росса и Кальверта [106].

В связи с этим наш список был разбит на три группы: 1. цефеиды, находящиеся в светлых местах Млечного Пути, (не имеющие штриха, над порядковым номером), 2. цефеиды, находящиеся в темных областях (обозначены двумя штрихами), 3. цефеиды, находящиеся в светло-темных областях (обозначены одним штрихом). Последние нужно рассматривать, как находящиеся в области, переходящей от светлой к темной.

Имея в виду вышеуказанное деление, представляет интерес вывести средние величины коэффициентов избирательного поглощения для светлых, темных и переходящих областей в отдельности.

Для указанных групп средние значения коэффициентов избирательного поглощения помещены в нижеследующей табличке. В эти группы не вошли цефеиды, которые находятся на расстоянии $r < 500$ парсек, поскольку для близких цефеид покраснение не велико, и тем самым, при наличии заметной ошибки, определения показателей цвета становятся ненадежными. В связи с этим из списка, лежащего в основе таблицы XXXVIII, выпало шесть цефеид.

Группа	ИЦ/1 кпс	n
Светлая область ბათელი არე	$+ 0^m.31$ $\pm .04$	47
Светло-темная область ბათელ-ბნელი არე	0.45 $\pm .06$	25
Темная область ბნელი არე	0.73 $\pm .07$	32

¹ Наши коэффициенты, будут ли они избирательного, общего или нейтрального поглощения, надо разделить на 1.086, чтобы получить коэффициенты в том смысле, как это понимается в физике.

Если округлить данные этой таблицы, для коэффициентов покраснения получим: для светлой области $+0^m.30$, для светло-темной $0^m.45$ и для темной $0^m.75$. Очевидно, что коэффициенты вычисленные для отдельных мест, могут сильно отличаться от приведенных средних округленных величин.

Некоторые, далеко находящиеся цефеиды дают небольшие величины избытка цвета на 1 килопарсек. Это, повидимому, вызвано тем, что большая часть поглощающей материи находится в некоторых направлениях на более близких расстояниях, что и уменьшает избыток цвета на 1 килопарсек. На это указывают также Оорт и Остергоф [75].

Сравнивая теперь средние значения избытков цвета с данными Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [120], видим, что расхождение наших коэффициентов невелико. Так, например, указанные авторы нашли для светлой области в Стрельце ИЦ=0.10 и в среднем такого же порядка или больше—для других областей. Если указанную величину перевести в интернациональную систему, получится ИЦ=0.15, а мы в той же цветовой системе для светлых мест имеем ИЦ=0.31. С полученным расхождением можно примириться, поскольку наши ИЦ и избытки цвета Стеббинса и его коллег получены по разным объектам. Кроме того, наши значения избытка цвета являются осредненными по разным светлым областям Млечного Пути, а для некоторых светлых облаков значения избытка цвета могут довольно сильно отклоняться от среднего значения.

Чтобы убедиться в надежности наших показателей цвета и избытков цвета, мы произвели сравнение наших данных с данными о семи цефеидах Хейдена [81]. Сравнение представлено в таблице XXIX.

Таблица XXIX ცხრილი

Звезда პარკვლავი	ПЦ _н	ПЦ _в	ИЦ _н	ИЦ _в
V 386 Cyg	$+1^m.50$	$+1^m.25$	$0^m.95$	$1^m.10$
MW Cyg	1.10	0.80	0.38	0.32
VY Cyg	1.00	0.75	0.39	0.25
BB Cyg	1.40	1.30	0.68	0.54
TX Cyg	1.65	1.50	1.10	1.12
SZ Cyg	1.20	0.95	0.42	0.43
CD Cyg	$+0.90$	$+0.70$	0.18	0.16

Как видно из этой таблицы, наши показатели цвета не очень отличаются от показателей цвета Хейдена, несмотря на использование им и нами разных фильтров и пластинок, хотя и для одной и той же области спектра; избытки же цвета совпадают еще лучше. Однако нужно отметить, что семи звезд для сравнения мало, тем более, что сравниваемые цефеиды находятся в одной и той же области неба. Тем не менее, сравнение показательно своими благоприятными результатами.

Сравнение наших показателей цвета для нескольких десятков долгопериодических цефеид с показателями цвета Г. С. Бадаляна [7] для этих же объектов обнаружило в общем удовлетворительное согласие, хотя однако некоторые цефеиды показали довольно большое расхождение. Повидимому, некоторые несоответствия связаны с необходи-

мостью приведения обоих рядов определений показателей цвета к одной системе.

Заканчивая на этом изложение результатов исследования поглощения, основанного на наших колориметрических данных, мы перейдем теперь к вопросам о нейтральном поглощении в Галактике и о поляризации света диффузных и внегалактических туманностей. Эти вопросы также трактуются с точки зрения изучения галактического поглощения и основаны преимущественно на нашем наблюдательном материале.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГАЛАКТИКЕ.
ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛУЧЕЙ ДИФFUЗНЫХ И
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ

§ 33. Определение нейтрального поглощения в Галактике

В нашей Галактике, как известно, установлено существование избирательного или селективного поглощения. В настоящем параграфе мы попытаемся показать, что в ней, наряду с избирательным поглощением существует ощутимой величины нейтральное поглощение. Впрочем присутствие нейтрального поглощения в Галактике также известно, но еще не делалась попытка количественной оценки этого вида поглощения, а такая попытка может иметь большое значение.

Как известно, избирательное поглощение больше всего проявляется в покраснении звезд, а нейтральное поглощение должно проявляться в виде простого экранирования небесных объектов, и поэтому оно должно изучаться, главным образом, по подсчетам звезд и туманностей.

Основываясь на подсчетах внегалактических туманностей, Хаббл [85] получил оптическую толщину для южного и северного полюса Галактики. Понятно, что эта величина включает в себя как избирательное, так и нейтральное поглощение, т. е. ее можно считать общим поглощением.

Оптическая толщина оценивается на основе формул (4.1) и (4.2), выведенных Хабблом [86]:

$$\lg N(m) = 0.6m - 9.12 \dots (4.1)$$

$$\lg N(m) = 2.115 - 0.15 \operatorname{cosec} b \dots (4.2)$$

Эти формулы были получены на основе подсчетов внегалактических туманностей. Обе формулы определяют число туманностей на один квадратный градус. Однако, вторая формула дает число туманностей для предельной величины каталога Хаббла, или при подсчетах Хаббла, — на один квадратный градус для данной галактической широты, и одновременно учитывает красное смещение.

Как указывает П. П. Паренго [45], если учесть для первой формулы красное смещение, а для формулы (4.2) заново определить коэффициент перед косекансом, то они переписутся в таком виде:

$$\lg N(m) = 0.55m + \operatorname{const} \dots (4.3)$$

$$\lg N(m) = \operatorname{const} - 0.17 \operatorname{cosec} b \dots (4.4)$$

Если из формул (4.1) и (4.2) возьмем отношение коэффициентов $\frac{0.15}{0.60}$, получим оптическую полутолщину, поглощающего слоя в Галактике, оцененную Хабблом в 0.25. А если мы воспользуемся формулами

(4.3) и (4.4) для отношений тех же коэффициентов¹, получим $\frac{0.17}{0.55} = 0.31$.

Эта величина оптической толщины совпадает с величинами, которые получили Оорт [100], П. П. Паренго [43], Б. Е. Маркарян [34] и автор настоящего исследования (см. выше).

Величины, полученные этими авторами, нужно считать более близкими к действительности, поэтому прежнюю величину Хаббла, т. е. $\tau = 0^m 25$, приходится считать заниженной и ею пользоваться не следует.

Несмотря на некоторые недочеты в подсчетах Хаббла, следует признать, что основываясь на подсчетах внегалактических туманностей, можно вообще получить общее поглощение надежнее, чем по другим объектам Галактики. Однако, определения избирательного поглощения в Галактике по внегалактическим туманностям не приводят к особо точным избыткам цвета в связи с тем, что трудно подобрать нормальные показатели цвета галактик, как это отмечено выше² (см. § 23). Поэтому мы считаем, что по внегалактическим туманностям лучше определять общее, нежели избирательное поглощение.

Общее поглощение по внегалактическим туманностям получается для того участка спектра, в котором фотографируются внегалактические туманности и производится их подсчет. По определению, сформулированному выше, в это поглощение входит как нейтральное, так и избирательное поглощение.

Избирательную часть поглощения мы обнаруживаем по сравнению между собой излучений звезды в разных участках спектра, скажем, в фотографическом и фотовизуальном, а нейтральной части поглощения мы не можем обнаружить простым сравнением двух участков спектра.

Но, если мы знаем общее поглощение и избирательное в отдельности, мы сумеем, понятно, определить нейтральное поглощение.

В связи с этим необходимо выяснить точный закон поглощения. С этой целью рассмотрим какими частицами обуславливаются нейтральное и избирательное поглощения в отдельности.

Как известно, если диаметры частиц, которые участвуют в поглощении, порядка $\frac{\lambda}{2\pi}$ или меньше, то они дают избирательное поглощение, а если равны или больше—нейтральное.

Если I будет означать интенсивность излучения, уже подвергшегося поглощению, а I_0 начальную интенсивность, как известно, можно написать:

$$I = I_0 e^{-kH} \quad (4.5)$$

где k коэффициент поглощения, H —линейная толщина поглощающей

¹ Можно показать, что отношение этих коэффициентов действительно дает оптическую полутолщину поглощающего слоя в Галактике. Для этого формулу (4.2) пишут как для галактического полюса, так и для $b = 30^\circ$. В случае $b = 30^\circ$, эффективный путь луча в поглощающей среде увеличивается вдвое. Дальнейшие рассуждения приводят к тому, что отношение этих коэффициентов дает оптическую полутолщину поглощающего слоя.

² Впрочем, в некоторых случаях внегалактические туманности являются единственными объектами, по которым и можно определять избирательное поглощение.

среды. Коэффициент k окончательно, как это установлено, зависит от $\frac{\rho}{\lambda}$, где ρ диаметр частицы (см. [76]).

Очевидно, формулу (4.5) можно также переписать в виде (4.6):

$$I = I_0 e^{-\left(D + \frac{B}{\lambda^\alpha}\right)z}, \quad (4.6)$$

где коэффициент k заменен $\left(D + \frac{B}{\lambda^\alpha}\right)$ с учетом нейтрального поглощения, z — толщина поглощающего слоя.

Нетрудно видеть, что даже если среди размеров частиц, участвующих в поглощении, доминирует некоторый определенный диаметр, мы не в праве принимать для всего участка спектра один и тот же закон поглощения, скажем, λ^{-1} или λ^{-4} . Таким образом, в законе $\lambda^{-\alpha}$ величина α может принимать все значения от 0 до 4, как это было отмечено нами в § 25¹. Это хорошо видно из рассмотрения кривых спектрофотометрических градиентов покрасневших звезд В.

Последнему вопросу посвящены работы: О. А. Мельникова [37], Трэмплера [134], Струве, Кенана и Гейнека [133], Халле [78], Рудник [107], Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [122] и др.

Воспользовавшись ими, мы приводим на чертеже 14 кривые зависимости $\lg(\Delta m' + 0.4)$ от $\lg \lambda$ по О. А. Мельникову, Стеббинсу, Хафферу и Уитфорду, Струве, Кенану и Руднику.

Осредненная форма этих кривых, в виде одной кривой, дана на чертеже 15. Для дальнейшего, как увидим ниже, мы воспользовались этой кривой с целью получения разных значений α почти для всего видимого участка спектра.

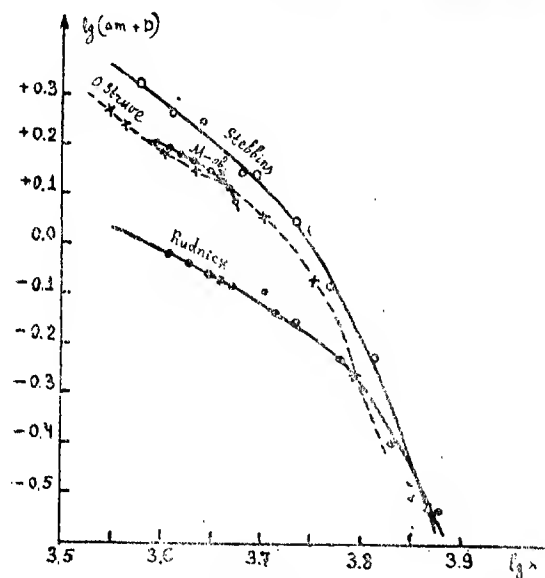
Как известно, величина Δm , при изучении спектрофотометрических градиентов покрасневших звезд, представляет разность в звездной величине для рассматриваемой длины волны между нормальной и покрасневшей звездами. С этой целью так подбирают экспозицию, чтобы интенсивности непрерывного спектра сравниваемых звезд для данной длины волны были равными.

Ввиду того, что разные авторы брали для одинаковой интенсивности разные участки спектра, мы придавали поправки к полученным ими Δm таким образом, чтобы около $\lambda 6300\text{Å}$ они имели бы равную интенсивность. Разности, исправленные таким образом мы обозначим через $\Delta m'$. Так, измерения всех авторов мы привели к одной системе, в смысле уравнения интенсивности в одном и том же участке спектра.

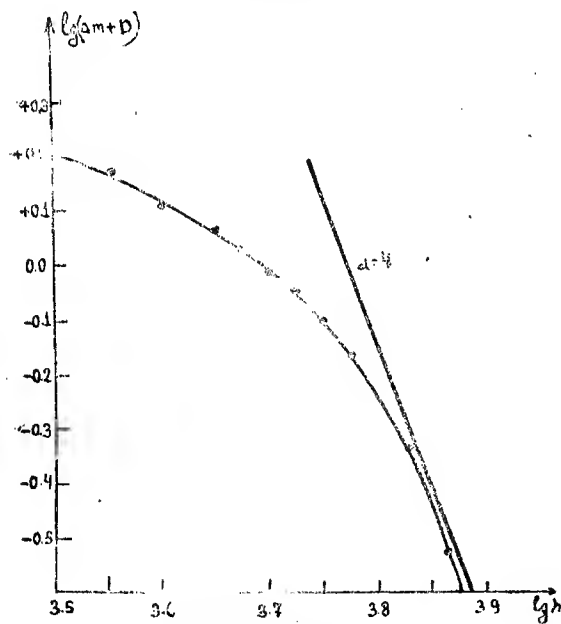
Все названные авторы строили кривые относительных спектрофотометрических градиентов покрасневших звезд Δm от $\frac{1}{\lambda}$, т. е. заранее принимали, что имеет место закон λ^{-1} (т. е. для межзвездного вещества принимается такой закон, который приводит к тому, что распределение

¹ Для полноты изложения данного вопроса мы здесь частично повторяем рассуждения, имеющиеся в § 25.

Энергии в спектре звезды продолжает описываться законом Планка (или точнее—Вина), но при более низком значении цветовой температуры).



Чертеж 14 бббббб



Чертеж 15 бббббб

Стеббинс, Хаффер и Уитфорд [122] указывают, что график зависимости Δm от λ^{-1} является прямолинейным, но если внимательно рассмотреть положения точек на всех трех кривых, заметим, что они показывают отклонение от прямой в одну и ту же сторону, так что объяснить это явление случайной ошибкой нельзя. Ввиду этого, согласно формуле (4.6), как указано выше, мы построили кривые по соотношению:

$$\lg(\Delta m' - D) = \lg c - \alpha \lg \lambda = \alpha \lg \frac{1}{\lambda} + \lg c \quad (4.7)$$

Откуда для данной λ можно сразу получить значения. Так поступали Рудник [107], О. А. Мельников [37] и другие.

В равенстве (4.7) величина D включает в себя поправки за нульпункт абсолютной величины, расстояний, а также за нейтральное поглощение.

На чертеже 14 кривые построены для $D=0.4$ ввиду того, что при этом значении постоянной в фотографической части спектра α получается близкой к единице. Такую же величину для D принимает и Рудник.

Как указывалось выше, на чертеже 15 дается осредненная кривая. По этой кривой и были получены значения α , которые представлены нами в виде таблицы XXX.

Значения α даются через каждые 50 Å для более коротких длин волн, и через 100 и 200 Å для более длинных волн спектра.

Таблица XXX

λ	α	λ	α	λ	α	λ	α	λ	α
3550	0.70	3950	1.12	4350	1.26	5100	1.84	6600	4.00
3600	0.76	4000	1.12	4400	1.28	5200	1.88	6800	4.00
3650	0.80	4050	1.14	4500	1.32	5400	2.00	7000	4.00
3700	0.86	4100	1.16	4600	1.38	5600	2.12	7200	4.00
3750	0.90	4150	1.18	4700	1.46	5800	2.26	7400	4.00
3800	0.94	4200	1.20	4800	1.56	6000	2.60	7600	4.00
3850	1.00	4250	1.20	4900	1.66	6200	3.00	7800	4.00
3900	1.04	4300	1.24	5000	1.76	6400	3.30	8000	4.00

Данные в этой таблице отличаются от данных таблицы XXII § 25, в связи с чем приводим ее. Эти значения, повидимому, правдоподобнее.

Пользуясь значениями α из этой таблицы и формулами для γ_r и γ_v , выведенными в § 25, мы получаем значения коэффициентов для перевода избирательного поглощения в общее, без учета нейтральной составляющей.

Часто значения γ_r и γ_v или одно из них, получают наблюдательным путем из подсчетов звезд, внегалактических туманностей и пр. Полученные таким путем значения γ определенно будут учитывать нейтральное поглощение. Стараться, чтобы значения γ совпадали, скажем, по подсчетам внегалактических туманностей и по формулам, выведенным для γ в § 25, это значит игнорировать существование нейтрального поглощения и допустить, что общее поглощение целиком обуславливается избирательным поглощением.

Несомненно, что в космическом пространстве присутствуют пылевые частицы, имеющие диаметры порядка или больше рассматриваемой дли-

ны волны, а также—свободные электроны. Эти объекты и дают нейтральное поглощение. Другой вопрос, если эти частицы настолько малочисленны, что нейтральное поглощение, вызываемое ими незначительно по сравнению с избирательным. Однако, свечение водородных диффузных туманностей указывает на изобилие электронов в межзвездном пространстве. Как будет показано ниже, нейтральное поглощение довольно значительно и достигает примерно до 30% от общего поглощения.

С точки зрения изучения строения Галактики оценка нейтрального поглощения может иметь большое значение. Более того,—можно признать, что изучение нейтрального поглощения также важно, как и изучение избирательного. При умении оценить величину нейтрального поглощения можно получить массу той части материи, которая ответственна за нейтральное поглощение в Галактике.

Для определения нейтрального поглощения мы воспользовались подсчетами внегалактических туманностей Хаббла [85] и формулой Оорта [100] в том, несколько измененном виде (4.8), в каком она дается в работе Н. Ф. Флорья [51]:

$$A_{\text{фг}} = A(\infty, b) = \frac{2.17 - \lg N(m)}{0.55} \quad (4.8)$$

Ясно, что полученное с помощью этой формулы поглощение включает в себя как нейтральное, так и избирательное поглощение, тогда как, если поглощение получать по $\gamma_{\text{СЕ}}$, нейтральное поглощение не будет учитываться.

Поэтому, если коэффициенты γ_r и γ_v определим по нашим формулам, очевидно, что из этих данных мы сможем получить нейтральное поглощение,—пользуясь равенством (4.9):

$$A_n = A_{\text{фг}}^{(v)} - \gamma_{\text{СЕ}} \quad (4.9)$$

С этой целью, в качестве основного материала по показателям цвета был использован каталог Стеббинса и его сотрудников [121], [123], а также и каталог Е. К. Харадзе [56].

Ниже мы даем таблицу XXXI, которая построена на основе показателей цвета шаровых скоплений [123].

Для составления этой таблицы нами использованы всего 23 шаровых скопления, т. е. те скопления, которые находятся в областях Галактики, где имеются и внегалактические туманности. В работе Стеббинса и его сотрудников [123] содержится указание на то, что 26 шаровых скоплений находится в таких областях, но мы смогли сопоставить хаббловские подсчеты только лишь для 23 скоплений. Из этого числа два скопления дают очень большой отрицательный избыток цвета. Поэтому, для соответствующих двух направлений принимаем, что избирательное поглощение вовсе отсутствует и полученное по формуле (4.8) поглощение целиком будет соответствовать нейтральному.

Величина γ_r по полученным формулам равна 4.6, при значениях α : 1.25 и 2.00 (см. таблицу XXX — соответственно интернациональным эффективным длинам волн $\lambda 4320 \text{ \AA}$ и $\lambda 5400 \text{ \AA}$). Любопытно отметить, что если мы примем закон поглощения λ^{-1} , то получим $\gamma_r = 5.1$, так что наша формула (см. § 25 (2.35), приводит к не очень отличающейся величине.

По модулям расстояния все шаровые скопления заведомо выходят за поглощающий слой, несмотря на то, что для полутолщины поглощающего слоя мы приняли довольно большую величину—400 парсек. Таким образом, эффективный путь луча для них мы вычислили по $\rho = \frac{400}{\sin b}$.

Как видно из таблицы XXXI, для некоторых шаровых скоплений мы получаем нейтральное поглощение отрицательное или, как это можно считать,—равное нулю, а для некоторых, наоборот,—довольно большое. Это указывает на то, что частицы, вызывающие нейтральное поглощение, распределены неравномерно. Ввиду того, что показатели цвета шаровых скоплений, используемые для этой цели, достаточно точны, мы можем считать получающуюся неравномерность реальной.

Таблица XXXI ცხრილი

№	NGC	l	b	r_{eff}	C_2	C_1	CE	CE _{ннт}	A_{ϕ}	γ_{CE}	A_{II}	$A_{II}^{1/kps}$
1	288	157	-88.0	400	-0.08	-0.135	+0.04	+0.06	0.46	0.27	0.19	0.48
2	2419	147.1	+25.2	940	-0.17	-0.285	-0.10	-0.15	0.60	0.00	0.60	0.64
3	4147	226.1	+77.9	400	-0.07	-0.118	+0.06	+0.09	0.34	0.40	-0.04	0.00
4	5024	306.1	+78.7	400	-0.08	-0.135	+0.04	+0.06	0.35	0.27	+0.08	0.20
5	5272	7.5	+77.3	410	-0.05	-0.084	+0.10	+0.15	0.51	0.68	-0.17	0.00
6	5466	12.0	+73.2	420	-0.05	-0.084	+0.10	+0.15	0.36	0.68	-0.32	0.00
7	5634	310.8	+48.0	540	-0.07	-0.118	+0.06	+0.09	0.68	0.40	+0.28	0.52
8	5694	299.4	+29.4	820	-0.07	-0.118	+0.06	+0.09	0.35	0.40	-0.05	0.00
9	5897	311.1	+29.1	820	-0.05	-0.084	+0.10	+0.15	1.20	0.68	+0.52	0.64
10	5904	332.0	+45.4	560	-0.05	-0.084	+0.10	+0.15	0.45	0.68	-0.23	0.00
11	6205	25.9	+39.8	620	-0.03	-0.050	+0.13	+0.20	0.42	0.90	-0.48	0.00
12	6218	343.5	+24.8	950	0.00	0.00	+0.18	+0.27	1.80	1.20	+0.60	0.63
13	6229	40.3	+39.4	630	-0.04	-0.067	+0.11	+0.16	0.73	0.72	+0.01	0.02
14	6341	35.3	+33.9	720	-0.09	-0.151	+0.03	+0.05	0.60	0.22	+0.38	0.53
15	6779	30.2	+7.2	3280	-0.04	-0.067	+0.11	+0.16	0.93	0.72	+0.21	0.06
16	6864	348.0	-27.2	880	+0.01	+0.017	+0.16	+0.24	1.40	1.08	+0.32	0.36
17	6934	20.1	-20.0	1180	-0.04	-0.067	+0.11	+0.16	1.06	0.72	+0.34	0.20
18	6981	3.1	-34.1	710	-0.04	-0.067	+0.11	+0.16	0.93	0.72	+0.21	0.29
19	7006	31.8	-20.5	1140	-0.07	-0.118	+0.06	+0.09	0.93	0.40	+0.53	0.47
20	7078	33.9	-28.3	840	-0.08	-0.135	+0.04	+0.06	0.90	0.27	+0.63	0.75
21	7089	21.9	-36.9	670	-0.06	-0.101	+0.08	+0.12	0.83	0.54	+0.29	0.43
22	7099	355.1	-48.3	540	-0.11	-0.185	0.00	0.00	0.18	0.00	+0.18	0.33
23	7492	19.2	-64.2	450	-0.20	-0.34	-0.16	-0.24	0.55	0.00	+0.55	1.22
Средн ее										0.52 ± .07	0.20 ± .06	0.34 ± .06

Согласно вышесказанному, мы вывели по всем 23 шаровым скоплениям среднее значение нейтрального поглощения на 1 кпс. Оно оказалось равным $0^m 34$. Далее, мы вывели также среднее значение нейтрального поглощения только по тем шаровым скоплениям, которые показывают положительное нейтральное поглощение. В таком случае для A_{II} было получено $0^m 52$.

Следовательно, мы допускаем, что частицы, показывающие нейтральное поглощение распределены неравномерно, а в некоторых направлениях они и вовсе отсутствуют. Наряду с этим мы имеем коэффициент нейтрального поглощения на один килопарсек, который можно принять равным

0.5 звездной величины. Однако, эта величина может меняться в зависимости от того какую толщину поглощающего слоя мы примем.

Ниже приводится таблица XXXII, которая составлена на основе каталога показателей цвета звезд В и А Стеббинса и его сотрудников [121]. Звезды каталога мы собрали в отдельные площадки, по примеру работы Н. Ф. Флоря [51]. Были выбраны всего 24 площадки для которых, вместе с тем, имеются подсчеты Хаббла.

Случай использования звезд для этой цели несколько отличается от случая использования шаровых скоплений; во-первых, шаровые скопления заведомо все выходят за поглощающий слой, тогда как в случае звезд В и А это не всегда имеет место, а согласно В. А. Амбарцумяну — наверняка не имеет место; во-вторых, звезды, выбранные в данной площадке, находятся на разных расстояниях и, наконец, как отмечает Н. Ф. Флоря [51], «каталог Стеббинса и его сотрудников статистически полон до 9-ой зв. величины, а более слабые звезды в большинстве относятся к звездам с поглощением меньшим, чем среднее поглощение для этих звезд, так как большие поглощения делают звезды более слабыми и уменьшают шансы на попадание таких звезд в каталог».

Таблица XXXII (бббббб)

№	l	b	lg N (m)	A _{Фг}	СЕ _{шт}	ΥСЕ _{шт}	A ^u	ρ _{eff}	A ^{lhrs} _н
1	19.1	+ 14.1	1.53	1.16	0.22	1.00	+0.16	1500	0.11
2	20.6	+ 9.4	0.95	2.22	0.39	1.75	+0.47	1500	0.31
3	30.2	+ 14.9	1.69	0.87	0.18	0.81	+0.06	1500	0.04
4	38.8	+ 14.3	1.15	0.85	0.07	0.31	+1.54	400	3.85
5	48.2	20.9	1.55	1.13	0.18	0.81	0.32	1100	0.29
6	49.0	9.6	1.60	1.04	0.24	1.08	-0.04	1500	0.00
7	50.6	- 9.5	1.29	1.60	0.24	1.08	+0.52	1500	0.35
8	68.4	- 9.1	1.34	1.50	0.28	1.26	+0.24	1250	0.19
9	70.2	- 15.4	1.32	1.55	0.30	1.35	+0.20	1500	0.13
10	80.7	- 15.0	1.61	1.02	0.24	1.08	-0.06	1500	0.00
11	89.8	- 14.7	1.71	0.84	0.19	0.85	-0.01	1500	0.00
12	118.4	- 9.4	0.8	2.50	0.40	1.80	+0.70	1500	0.47
13	128.0	- 15.0	1.17	1.80	0.36	1.66	+0.14	1500	0.09
14	148.6	+ 4.6	0.61	2.85	0.55	2.48	+0.37	1500	0.25
15	149.6	- 35.0	1.37	1.45	0.28	1.26	+0.19	700	0.27
16	150.0	- 30.0	1.64	0.96	0.28	1.26	-0.30	800	0.00
17	168.7	- 15.6	1.52	1.18	0.24	1.08	+0.08	1500	0.05
18	170.3	+ 16.9	1.40	1.40	0.12	0.54	+0.86	1380	0.62
19	171.5	- 18.6	1.92	0.45	0.10	0.45	0.00	1250	0.00
20	181.2	- 18.7	1.66	0.93	0.18	0.81	+0.12	1250	0.10
21	181.4	- 29.4	1.74	0.78	0.16	0.72	+0.06	800	0.08
22	181.7	+ 10.0	0.86	2.42	0.48	2.16	+0.26	1500	0.17
23	192.6	+ 15.2	2.05	0.22	0.06	0.26	-0.04	1500	0.00
24	158.5	- 20.7	1.68	0.89	0.28	1.26	-0.37	1150	0.00
Среднее						1.13(24)	+0.23(24)		0.31(24)

Несмотря на вышесказанное, мы все-таки составили таблицу XXXII, обойдя указанные затруднения.

В таблице XXXII, во 2-м и 3-м столбце, даются галактические координаты, в 4-м — значения $\lg N(m)$ по Хаббл у. Здесь же отметим, что очень редко координаты используемых площадок в точности совпадали с

координатами площадок Хаббла и поэтому приходилось делать небольшую интерполяцию. В пятом столбце дается $A_{\text{фг}}$ вычисленное по формуле (4.8), а в 6-ом и 7-ом $SE_{\text{инт}}$ и $\gamma SE_{\text{инт}}$, соответственно; в 8-ом A_n (нейтральное поглощение), полученное по равенству (12). В 9-ом столбце представлены коэффициенты нейтрального поглощения на один килопарсек.

Заметим, что при вычислении эффективного пути луча в поглощающей среде, в случае шаровых скоплений, мы для полутолщины поглощающей среды приняли 400 парсек. Когда разница между $\rho = \frac{400}{\sin b}$ и расстоянием по модулю бывала небольшая, то за эффективные расстояния брались модули Н. Ф. Флор¹, а если наоборот—звезда выходила за слой, в качестве эффективного пути принималось, как обычно, $\rho = \frac{400}{\sin b}$.

Определив для каждой площадки коэффициент нейтрального поглощения, мы получили в среднем $A_n = 0^m 31$. Но если отбросить величины A_n с отрицательными значениями, т. е. принять, что нейтральное поглощение в некоторых направлениях отсутствует, для коэффициента нейтрального поглощения на один килопарсек получим $0^m 46$.

Надо отметить, что наш коэффициент A надо разделить на 1.08, чтобы получить коэффициент поглощения, определяемый формулой (4.5).

Ниже приводится таблица XXXIII, составленная на основе данных Е. К. Харадзе [56] об избытках цвета звезд в площадях Каптейна. Таблица составлена аналогично двум предыдущим. Однако, отметим, что результаты по этим материалам совпали с результатами, полученными из предыдущих таблиц, т. е. среднее нейтральное поглощение для всего неба получилось $0^m 34$, — тоже самое, что и по шаровым скоплениям в таблице XXXI.

Таким образом, для коэффициента нейтрального поглощения на один килопарсек с уверенностью можно принять среднее для всего неба, после округления, $0^m 30$, а для участков, резко обнаруживающих нейтральное поглощение, $0^m 45$.

Очевидно, значение коэффициента может меняться от 0.3 до 0.45 в зависимости от того, какую величину мы примем за полутолщину поглощающего слоя, но это не может сильно изменить порядок поглощения, а главное заключается в выводе о том, что нейтральное поглощение ощутимая величина и им пренебрегать не следует.

Однако, учитывать нейтральное поглощение по формуле:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A_{\text{фг}}(r) \quad (4.10)$$

или:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - \gamma SE \quad (4.11)$$

несколько затруднено.

Если в формуле (4.10), для $A_{\text{фг}}(r)$ подставить его значение из (4.9), получим:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - \gamma \cdot SE - A_n(r). \quad (4.12)$$

¹ Модули, выведенные Флор^я нужно считать точными, поскольку, как указано выше, коэффициент γ , употребляемый им, учитывает как избирательное, так и нейтральное поглощение.

Таблица XXXIII ცხრილი

№ KSA	l	b	ρ	\overline{CE}	$\gamma\overline{CE}$	$\lg N (m)$	$A_{\phi r}$	A_H	$A_H^{1 \text{ kps}}$
1	91°	+28°	860	0.19	0.76	1.51	1.20	+0.44	0.51
3	102	+18	1290	0.46	1.84	1.25	1.67	-0.17	-0.13
4	107	+32	760	0.15	0.60	1.87	0.55	-0.05	-0.07
5	91	+42	600	0.08	0.32	1.95	0.40	+0.08	+0.13
6	75	+36	680	0.08	0.32	1.75	0.76	+0.44	+0.65
10	118	+13	1780	0.54	2.16	1.08	1.98	-0.18	-0.10
11	75	+36	680	0.08	0.32	1.75	0.76	+0.44	+0.65
12	123	+41	610	0.05	0.20	1.93	0.44	+0.24	+0.39
13	111	+53	500	0.06	0.24	1.95	0.40	+0.16	+0.32
14	81	+57	480	0.02	0.08	1.95	0.40	+0.32	+0.67
15	62	+48	540	0.10	0.40	1.78	0.71	+3.31	+0.57
16	56	+33	730	0.14	0.56	1.59	1.06	+0.50	+0.69
17	59	+19	1220	0.27	1.08	1.53	1.16	+0.08	+0.07
20	89	-17	1370	0.25	1.00	1.78	0.71	-0.29	-0.21
21	99	-17	1370	0.24	0.96	1.57	1.09	+0.13	+0.10
23	120	-7	1280	0.45	1.60	0.38	2.94	+0.34	+0.41
25	133	+9	3560	0.47	1.88	0.89	2.33	+0.45	+0.18
26	138	+18	1290	0.18	1.72	1.65	0.95	+0.23	+0.18
27	141	+29	830	0.08	0.32	1.93	0.44	+0.12	+0.14
28	143	+39	640	0.09	0.36	1.97	0.36	0.00	0.00
29	141	+60	520	0.08	0.32	1.68	0.89	+0.57	+0.10
30	135	+68	460	0.10	0.40	1.87	0.55	+0.15	+0.33
31	123	+50	430	0.09	0.36	1.86	0.56	+0.20	+0.47
32	84	+72	420	0.06	0.24	1.90	0.49	+2.25	+0.60
33	57	+67	430	0.16	0.40	1.92	0.45	+0.05	+0.12
34	43	+59	470	0.09	0.36	1.71	0.84	+0.48	+1.00
35	39	+49	530	0.06	0.24	1.81	0.65	+0.41	+0.77
36	38	+39	640	0.08	0.32	1.76	0.75	+0.43	+0.67
37	39	+28	850	0.15	0.16	1.70	0.85	+0.25	+0.29
38	42	+18	1290	0.20	0.80	1.54	1.15	+0.35	+0.27
42	70	-13	1780	0.46	1.84	1.33	1.53	-0.31	-0.17
43	80	-17	1370	0.15	0.60	1.71	0.84	+0.24	+0.18
Среднее . .					0.71 (32)			0.24(32)	0.34(32)

В формуле (4.12) очень трудно учитывать $A_H(r)$ в зависимости от расстояния. Поэтому, при определении расстояний звезд, надо отдавать предпочтение формуле (4.11), если коэффициент γ учитывает нейтральное поглощение (т. е. если значение γ получено на основе подсчета звезд, а не на основе λ_{eff}). На это обстоятельство указано также О. А. Мельниковым в его интересном исследовании [38]. В случае, когда γ определяется по формуле (2.35) (см. § 25), надо пользоваться равенством (4.12) после преобразования его.

В самом деле, удобнее и правильнее заменить равенство (4.12) через (4.13), где $A_H(r)$ заменено $k\gamma\overline{CE}$ и в котором требуется определить значение k :

$$M = m + 5 - 5 \lg r - \gamma\overline{CE} - k\gamma\overline{CE} = m + 5 - 5 \lg r - \gamma\overline{CE}(1 + k)$$

или

$$M = m + 5 - 5 \lg r - \eta\gamma\overline{CE}, \quad (4.13)$$

где $\eta = 1 + k$. Как видно, в формуле (4.13) добавлен второй коэффициент

η . Если в выражение для η внести значение $k = \frac{A_n}{\gamma_{CE}}$, получим:

$$\eta = 1 + \frac{A_n(r)}{\gamma_{CE}}$$

Заменяя $A_n(r) = A(r) - \gamma_{CE}$, будем иметь:

$$\eta = \frac{A(r)}{\gamma_{CE}}$$

Таким образом, для определения коэффициента η достаточно взять отношение общего поглощения $A(r)$, которое включает в себе и нейтральное поглощение, к поглощению γ_{CE} , где γ должна быть получена на основе эффективных длин волн цветовой системы.

В связи с этим, для определения значения η , т. е. для учета нейтрального поглощения, можно также воспользоваться общим поглощением, полученным по подсчетам звезд методом К. Ф. Огородников или Вольфа и при наличии цветовых избытков звезд той области, где производился подсчет звезд.

Если нейтральное поглощение в среднем на один килопарсек считать равным $0^m 34$ и если принять, в среднем, величину общего поглощения на 1 килопарсек, по П. П. Паренго, равной 3,5, тогда для k будем иметь 0.1, а для $\eta = 1.1$. В таком случае равенство (4.13) переписывается в виде:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - 1.1 \gamma_{CE} \quad (4.14)$$

Однако, на такой способ определения k имеет влияние принятое нами значение для толщины поглощающего слоя. Чтобы избежать такого влияния, значение k мы определили из равенства:

$$\overline{A_n(r)} = \overline{\gamma_{CE}^{инт}} k \quad \text{или} \quad k = \frac{\overline{A_n(r)}}{\overline{\gamma_{CE}^{инт}}}, \quad (4.15)$$

где $\overline{A_n(r)}$ и $\overline{\gamma_{CE}^{инт}}$ мы получили непосредственно из таблиц XXXI, XXXII и XXXIII, беря арифметические средние из столбцов A_n и $\gamma_{CE}^{инт}$. Вычисления по вышеприведенным таблицам дали соответственно 0.39, 0.20 и 0.34. Если из этих трех значений опять-таки взять арифметическое среднее, то для k получим 0.31, а для $\eta = 1.31$. В таком случае уравнение (4.13) переписывается окончательно в виде:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - 1.3 \gamma_{CE} \quad (4.16)$$

Следовательно, полученной формулой и следует пользоваться, если мы хотим учитывать нейтральное поглощение и если имеем для звезд избытки цвета и для системы показателей цвета известны эффективные длины волн.

Очевидно, установленное в настоящей работе значение коэффициента нейтрального поглощения на 1 килопарсек следует в будущем проверить на более обширном наблюдательном материале, по мере накопления последнего.

Сравнение формул (4.14) и (4.16) указывает на то, что принятая нами величина для полутолщины поглощающего слоя преувеличена по крайней мере в три раза. Значение коэффициента в формуле (4.16) надо считать довольно приемлемым, и им следует пользоваться, при определении расстояний до звезд, с учетом как избирательного, так и нейтрального поглощения.

§ 34. О степени поляризации излучения диффузных туманностей

На анаберрационной камере нашей обсерватории был получен негативный материал, предназначенный для определения степени поляризации излучения диффузных туманностей. Поскольку темные диффузные туманности ответственны за избирательное поглощение, то физическое изучение светлых диффузных туманностей, являющихся тождественными с темными туманностями, представляет известный интерес с точки зрения исследования поглощения.

Изучение поляризации в диффузных туманностях должно преследовать, главным образом, три цели: а) выяснить—какие виды туманности, пылевые или газовые, дают большую поляризацию¹ и количественно оценить присутствие в этих туманностях свободных электронов; б) определить степень поляризации для эмиссионных диффузных туманностей с целью установления примесей в газе пылевых частиц; в) установить корреляцию между покраснением, показываемым диффузными туманностями, и степенью поляризации. Очевидно, поляризационные данные совместно с данными о цвете туманности и освещаемой звезды могут привести к более интересным результатам. Однако, мы ограничиваемся здесь лишь определением степени поляризации изучения диффузных туманностей.

Опишем вкратце ту установку, на которой мы получали негативный материал, а также обратим внимание на способ измерения или лабораторной обработки полученного материала.

Анализатор, служащий для поляризационных целей был установлен перед кассетной частью анаберрационной камеры. Как известно, анализатор довольно сильно ослабляет излучаемый объект, поэтому при изучении поляризации слабых объектов приходится прибегать к светосильному инструменту, каковым и является анаберрационная камера нашей обсерватории.

В использованном нами анализаторе был монтирован поляроид, который оказался достаточно нейтральным. Диаметр нашей кассетной части равен 8 см., а диаметр поляроида 3.5 см.; таким образом, нами используется не все поле инструмента, а лишь три градуса, что нужно считать вполне достаточным для намеченных нами задач.

Механическая часть анализатора была изготовлена в мастерской нашей обсерватории. Анализатор устроен так, что поляроид можно вращать и закреплять через каждые 60° по позиционному углу и, следовательно, для положений 0°, 60° и 120° получать изображения снимаемого объекта. Используемый метод для определения степени и направления поляризации предложен академиком В. Г. Фесенковым [48]. Для определения степени и направления поляризации по методу В. Г. Фесенкова служат формулы

$$P = \frac{2\sqrt{a(a-b)+b(b-c)+c(c-a)}}{a+b+c} \quad (4.17)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \sqrt{3} \frac{c-b}{2a-b-c} \quad (4.18)$$

¹ Как известно, диффузные туманности встречаются преимущественно как газопылевые и очень редко как только газовые или только пылевые [50].

где a , b и c суть интенсивности измеряемой точки туманности. Подробный вывод этих формул можно найти как в работе В. Г. Фесенкова [48], так и в нашей работе [14], касающейся поляризации солнечной короны.

Получаемый фотоматериал калибровался с помощью спектрографа, у которого впереди коллиматора установлена ступеньчатая щель, благодаря чему для негативного материала каждой ночи получались отдельные шкалки, проявляемые впоследствии вместе с основными негативами. Очевидно, на полученных шкалках отдельные марки представляются в виде растянутого непрерывного спектра, так что по ним можно строить характеристические кривые для отдельных длин волн. Фото пленка для шкалок бралась из кусков употребляемых пленок, или по крайней мере из одной и той же коробки.

В качестве измерительного прибора был использован микрофотометр системы Никонова. При измерениях мы пользовались позиционным адаптером, который позволял измерять туманность под разными позиционными углами с точностью установки до $0^\circ.3$. При установлении пленки в адаптере соблюдалось условие, при котором центр измеряемой туманности должен был совпадать с центром адаптера. После установки негатива измерение производилось вдоль отдельных радиусов. Измеряемый радиус совмещался вдоль той координатной оси микрофотометра, к которой прилажен нониус, с помощью которого можно устанавливать с точностью до 0.1 мм.

При измерении по методу В. Г. Фесенкова необходимо, чтобы одна и та же деталь или точка на трех пластинках по возможности точно фиксировалась, ибо сравниваются между собой интенсивности одной и той же точки, но относящиеся к разным поворотам поляроида. В некоторых случаях, чтобы избежать ошибок, влекомых неточностью установки, мы запоминали отдельные резко выраженные детали. Очевидно, для такой работы целесообразнее было бы вести измерения на саморегистрирующем микрофотометре, которым, однако, мы не располагали.

Шкалки измерялись в фотографической части спектра, поскольку полученные нами изображения туманностей, если принять во внимание чувствительность фотопленки, относятся к фотографической части видимого спектра. Измерения шкалок мы производили для трех разных плотностей почернения: передержки, нормальной области и недодержки. Характеристическую же кривую мы строили комбинируя эти измерения.

Рассмотрим вопрос о поглощении излучения измеряемых объектов в земной атмосфере. Необходимость учета экстинкции главным образом вызвана тем, что диффузные туманности фотографировались последовательно, т. е. на разных зенитных расстояниях. При учете атмосферного поглощения, интенсивности, полученные из двух негативов, мы приводили к третьему. В частности, если фотографирование данного объекта производилось в западной части неба, интенсивности туманности по двум негативам приводились к первому негативу, а если наблюдения проводились на востоке, то—к третьему, т. е. данные относящиеся к большим зенитным расстояниям приводились к данным, относящимся к малым зенитным расстояниям. То есть, в случае фотографирования на востоке для редукции мы пользовались следующим соотношением:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \lg I_{2,3} &= \lg I_2 - \lg I_3 = \lg \left(\frac{I_2}{I_3} \right) \\ \Delta \lg I_{1,3} &= \lg I_1 - \lg I_3 = \lg \left(\frac{I_1}{I_3} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

Когда фотографирование производилось к западу от меридиана, то мы пользовались теми же соотношениями, с соответственно измененными индексами при I .

Кроме описанного способа, мы воспользовались и другим приемом учета атмосферного ослабления. Он заключается в измерении контрольных звезд на пластинках. Очевидно, что путем измерения контрольных звезд мы можем непосредственно в интенсивностях получить поправки за зенитное расстояние. В большинстве случаев полученные вторым способом поправки за зенитное расстояние совпадали с вычисленными общеизвестным способом. В случае несовпадения этих поправок мы отдавали предпочтение поправкам, полученным по контрольным звездам, а в случае когда они не очень отличались друг от друга, мы брали средние. Несовпадение этих величин вызывалось главным образом плохой гидировкой одной из пластинок. Измеряемая контрольная звезда подбиралась таким образом, что измеренная величина на микрофотометре E соответствовала нормальной части характеристической кривой.

Отметим, что когда измерениям негативов придается поправка за зенитное расстояние или за какой-либо другой эффект, то поправки не следует давать в ΔE (где E измеренная величина на микрофотометре) и в ΔI , а следует выражать их в единицах $\Delta \lg I$. Очевидно, что данной величине $\Delta \lg I$ вдоль всей характеристической кривой соответствуют разные значения ΔE . Это обстоятельство можно формулировать еще таким образом, что величина ΔE , соответствующая поправке $\Delta \lg I$ в нормальной части характеристической кривой больше, чем такие же величины, соответствующие характеристической кривой в частях недодержки и передержки. Если поправки ΔE для недодержки и передержки обозначать через $\Delta E'$ и $\Delta E''$, а в прямолинейной части через ΔE , имеем $\Delta E > \Delta E'$ и $\Delta E > \Delta E''$. Ввиду этого, следовательно, надо брать $\Delta \lg I$, а не ΔE , как сказано и выше.

С целью изучения поляризации, мы получили по две серии негативов для следующих туманностей: NGC 6514, 6618, 1976, 1977 и для Плеяд. Из перечисленных туманностей большинство принадлежит к эмиссионным или полуэмиссионным. Эмиссионные туманности, как указывает Мейер [196], дают незначительную поляризацию. Однако, как требует современная астрофизика, указанную незначительную поляризацию необходимо оценить количественно. Особенно интересно процентное содержание газа и пыли с точки зрения задач звездной астрономии.

Опишем изученные нами туманности по отдельности. Туманность NGC 6514 (M 20), расположенная в созвездии Стрельца, принадлежит эмиссионному типу, согласно Хаббл [82]. Значения степени поляризации излучения этой туманности приводятся в таблице XXXIV.

Таблица построена по аргументам позиционного угла и порядкового номера. Позиционный угол отсчитывается от полюса через восток. Не следует считать, что порядковые числа показывают точно одно и то же расстояние от центральной части туманности по каждому позиционному углу;

они лишь соответствуют примерно одинаковым расстояниям, которые можно объединить под одним номером.

Таблица XXXIV ცხრილი

№ \ φ	0°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°
1	5%	10%	—	10%	8%	6%	3%	9%	16%	12%	14%
2	6	13	9%	9	14	11	8	2	—	—	2
3	3	17	21	9	11	—	—	—	—	—	12
4	—	9	—	8	8	—	—	—	—	—	—

Среднее 10% (28)

Как видно из таблицы, данная эмиссионная туманность характеризуется незначительной поляризацией, поскольку среднее значение, равное 10%, сравнительно мало, если принять во внимание, что вероятная ошибка определения степени поляризации при фотографической фотометрии не меньше 5%-ов. Тем не менее полученную поляризацию следует приписать излучению, которое рассеяно свободными электронами, присутствующими в эмиссионных туманностях повидимому в довольно большом количестве. При этом мы должны принять, что пылевые частицы, при рассеянии излучения, не поляризуют последнее. Таким образом за непрерывный спектр в эмиссионных туманностях ответственны свободные электроны, а за остальную часть — пылевые частицы. Как показано в работах [79, 88], пылевые частицы могут давать поляризацию при прохождении излучения через них, т. е. через поглощающие пылевые облака, благодаря определенной ориентации последних. Имея количественную оценку интенсивности непрерывного спектра и эмиссионной части и сопоставляя поляризационные данные, можно оценить концентрацию свободных электронов в эмиссионных туманностях, а также и пылевой составляющей.

Туманность NGC 6618 известна как туманность ω . Ее мы измеряли на двух сериях негативов. Результаты измерения даются в таблице XXXV.

Таблица XXXV ცხრილი

№	φ	0°	45°	90°	135°	180°	225°	270°	315°	0°	90°	180°	270°	
1		0%	—	2%	6%	11%	13%	6%	4%	13%	8%	11%	8%	
2		7	2%	5	11	4	—	—	—	—	10	3	—	
3		—	—	6	6	—	—	—	—	—	3	7	—	
Среднее									6% (14)	Среднее				8% (8)

Судя по таблице, как первая серия, так и вторая показывают, что данная туманность менее поляризована, чем предыдущая. Отсюда можно заключить, что в ней относительно содержание свободных электронов, если сравнивать с пылевыми частицами, меньше, чем в предыдущей.

Если мы примем, что данные первой половины этой таблицы реальные, то получается, что туманность показывает меньше всего поляризацию или ее почти нет, поскольку значение поляризации для нее (6%) лишь на 1% превосходит вероятную ошибку определения степени поляризации по такому способу.

Туманность NGC 1976 или т. наз. туманность Ориона.

Результаты измерения этой туманности представлены в таблице XXXVI.

Таблица XXXVI ცხრილი

№	φ														
		0	30	60	90	120°	180°	240°	270°	300°	0°	90°	180°	270°	
1	12°	23 ^a / ₁₀	5 ^o / ₁₀	13 ^o / ₁₀	27 ^o / ₁₀	4 ¹ / ₁₆	28 ^o / ₁₀	30 ^o / ₁₀	26 ^o / ₁₀	12 ^o / ₁₀	18 ^o / ₁₀	19 ^o / ₁₀	20 ^o / ₁₀		
2	12	11	6	14	17	17	9	24	19	—	19	6	11		
3	15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6	—		
Среднее										16° (19)		Среднее		14° (8)	

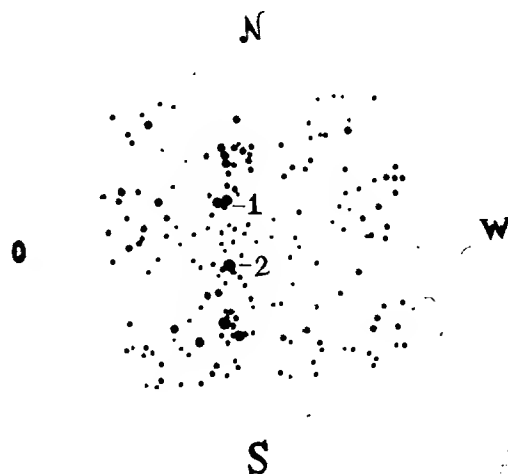
Как видно из нее, эта туманность показывает довольно большую поляризацию. Она, также как и предыдущая туманность, принадлежит к эмиссионному типу, а поэтому поляризация излучения неудивительна.

Полученный результат можно истолковать двояко: во-первых, туманность Ориона весьма волнистая, что может увеличить случайные и систематические ошибки; во-вторых, она находится в такой области, где много горячих звезд (ведь она помещается вблизи центра ассоциации Ориона [21], [4]), благодаря чему в ней может быть много ионизованных атомов и следовательно много свободных электронов, которые участвуют в рассеянии непрерывного света совместно с пылевыми частицами, и тем самым поляризуется излучение туманности. В виду вышесказанного, диффузную туманность Ориона следует снимать через анализатор в более крупном масштабе, обеспечив более детальное ее изучение.

Исследуя поляризацию в туманности Ориона, центрами измерения мы избрали две звезды, которые показаны на чертеже 16. Вокруг первой звезды измерения производились через $\Delta\varphi = 30^\circ$, а вокруг второй через $\Delta\varphi = 90^\circ$, что хорошо видно по таблице XXXVI.

По работе [75] известна туманность (NGC 7023), степень поляризации которой достигает 55%-ов, так что поляризацию излучения туманности Ориона следует считать сравнительно небольшой.

Туманность Плеяд, как известно, относится к пылевым туманностям. Для нее также измерены две серии негативов. Результаты измерения даются в таблице XXXVII.



Чертеж 13 555550

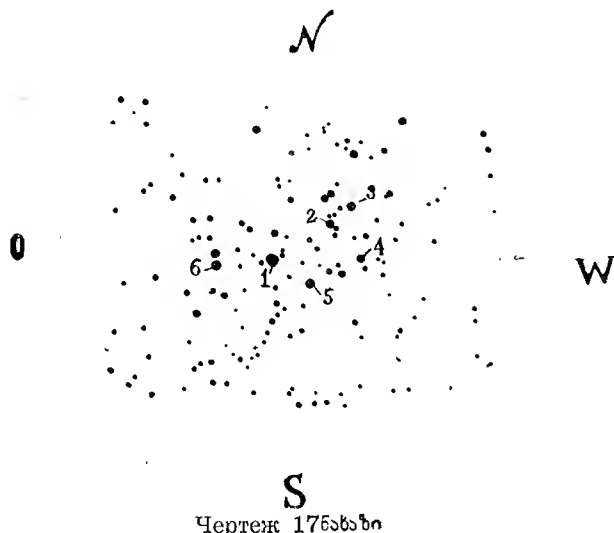
Таблица XXXVII 666660

№	φ	0°	60°	90°	120°	150°	180°	240°	270°	300°	330°
Звезда № 5											
1		8%	—	16%	24%	19%	14	9	11	8%	8%
2		10	5%	9	—	26	14	9	10	24	18
3		—	—	13	—	—	15	8	8	11	8
4		—	—	4	13	—	8	—	—	—	—
										Среднее	12% (27)
Звезда № 2											
1		7	8	9	15	15	18	11	11	12	3
2		—	—	—	—	17	22	14	11	—	—
										Среднее	12% (14)

Из этой таблицы видно, что степень поляризации для туманности Плеяд достигает довольно заметной величины. Измерение данной туманности производилось вокруг звезд № 2 и № 5 (см. чертеж 17).

Среднее значение поляризации хорошо совпадает со степенью поляризации, полученной для этой туманности Хен и е й [80]. Звезды №№ 2 и 5 были выбраны в связи с тем, что вокруг них лучше всего выделяются диффузные туманности; как известно, в Плеядах большая туманность состоит из отдельных кусков. Измерялись многие отдельные куски в них, но некоторые измерения были отброшены ввиду того, что вблизи них или в центре куска туманности находятся яркие звезды скопления Плеяд, которые на пластинках дают узкую полосу рассеяния (почернение) в перпендикулярном направлении к плоскости поляризации поляроида, что делает измерения здесь ненадежными. На рассеяние света ярких звезд,

поляроидами, указывает Хеннел [80], но и мы независимо заметили это явление.



Туманность NGC 1977 не имеет большого углового размера, а поскольку при этом, камера Шмидта имеет небольшой масштаб, нам было невозможно измерить много точек. По данным Хаббла эта диффузная туманность относится к классу туманностей с непрерывным спектром. В виду этого, она должна показывать незначительную поляризацию, что и есть на самом деле. Как показывает таблица XXXVIII, среднее значение поляризации в этой туманности достигает всего 7%, что нужно считать довольно незначительной величиной.

Так что, если излучение проходит сквозь пылевые частицы, которые как-то определенно ориентированы в общем галактическом поле, то возможно, что излучение поляризуется, как на это указывают Спизер и Туркэй [118]; когда же пылевые частицы сами рассеивают, как в случае диффузных туманностей, поляризации излучения почти не происходит. При прохождении излучения звезд сквозь пылевые частицы, степень поляризации оказывается связанной также с формами частиц [75].

Таблица XXXVIII ცხრილი

№ \ φ	0°	45°	90°	135°	180°	225°	270°	315°
1	4%	2%	4%	4%	2%	10%	7%	6%
2	12	3	12	7	11	9	10	14
3	7	—	—	—	—	—	—	—
Среднее								7% (17)

Если рассмотреть таблицу XXXVIII более внимательно, то мы увидим, что зона № 2, по отдельным углам показывает большую поляриза-

цию, чем зона № 1. Таким образом можно заключить, что если диффузная туманность окружает звезду и мы видим ее благодаря отражению света от ее поверхности, то должна существовать некоторая зона, на данном расстоянии от центра звезды, которая находится в более выгодном положении в смысле угла наибольшей поляризации. Чтобы более уверенно выявить указанный эффект, необходимо получить снимок туманности в более крупном масштабе, чем это имеем мы.

В виду зонального эффекта, можно сказать, что туманность NGC1977, возможно, состоит из относительно более крупных частиц.

В таблице XXXIX даны галактические долготы и широты исследованных туманностей.

Таблица XXXIX

NGC	l	b
1976	176°	-19.5
1977	175	-19.0
6514	334	-0.5
6618	341	-1.0
Плеяды	136	-22.0

Плоскость поляризации мы не определяли, поскольку, как мы знаем из опыта, при незначительной поляризации плоскость определяется весьма неуверенно. Для диффузных туманностей определение плоскости поляризации весьма желательно с целью фиксирования освещающей звезды, но ввиду того, что в случае исследованных туманностей освещающие звезды известны, нет необходимости определять для них плоскость поляризации.

§ 35. О степени поляризации излучения внегалактических туманностей

Определение степени поляризации внегалактических туманностей имеет немалый интерес с точки зрения изучения как физической природы излучающих объектов, так и поглощающей среды.

Как установлено в последнее время, излучение звезд, подверженных галактическому покраснению, поляризовано. В работах [79, 75] приводятся соображения, подтверждающие способность пылевых частиц поглощающих облаков поляризовать излучение звезд.

При этом устанавливается корреляция между избытком цвета и степенью поляризации излучения звезд.

Это обстоятельство дает повод искать поляризацию излучения и во внегалактических туманностях. Однако, поляризация излучения для всей Галактики, в целом, может оказаться и иного характера, будучи связанной с тем или иным полем, но, повидимому, мало вероятно обнаружить поляризацию такого рода.

В связи с тем, что внегалактические туманности находятся слишком далеко от нас, мы считаем, что поляризацию, если таковая проявит себя, не следует приписывать отраженным лучам от пылевых частиц, поскольку наблюдения в Галактике диффузных туманностей, излучение от которых состоит, главным образом, из отраженных лучей, ограничиваются расстояниями всего лишь в несколько сот парсеков.

Следовательно, поляризацию излучения внегалактических туманностей мы можем приписать только либо электронному газу, имеющемуся в самих этих внегалактических туманностях, либо пылевым частицам в межгалактическом пространстве. Присутствие пылевых частиц и электронного газа не может вызывать сомнения в тех галактиках, где на данном этапе происходит звездообразование.

Если следовать эволюционной последовательности Хаббла и Джинса [86, 91], то эллиптические туманности являются самыми ранними образованиями; тогда, именно, согласно вышесказанному, поляризация должна наблюдаться в излучении туманностей типа Е.

С другой стороны, согласно космогонической теории А. И. Лебединского [32] туманности типа Sc более ранние, чем эллиптические — типа Е.

Таким образом, изучение поляризации излучения туманностей типов Е и S могло бы ответить на вопрос — какое из этих двух предположений больше соответствует действительности. Если окажется, что из этих типов один обнаруживает более заметную поляризацию, чем другой, тогда мы вправе будем приписать ему более раннюю стадию в эволюционной последовательности, т. е. таким путем можно осветить один из интереснейших вопросов космогонии. Все это говорит за целесообразность изучения поляризационных свойств Е и Sc туманностей. Однако, это не исключает надобности в изучении поляризации других типов внегалактических туманностей, поскольку поляризацию могут обнаружить по той или иной причине и они.

Следовательно, изучение поляризации для всех типов галактик имеет большое значение, поскольку этим путем можно осветить много интересных вопросов, как космогонического, так и чисто физического характера.

В качестве опыта мы исследовали степень поляризации в излучении четырех внегалактических туманностей, для каждой из которых мы получили по несколько серий снимков. В каждую такую серию снимков входят три последовательные фотографии данной туманности для трех положений анализатора.

Не все негативы оказались вполне безупречными и потому измерены были также не все, но тем не менее, приводимые здесь данные основаны, по крайней мере, на измерениях двух серий негативов для каждой туманности.

Фотографический материал был набран весной 1951 года на той же анаберрационной камере, используя вместе с ней специально устроенный поляроидный анализатор.

В качестве негативного материала была использована фотопленка «Изопанхром» (НИКФИ). Она проявлялась метологидрохиноновым проявителем, которым мы обычно пользуемся. При этом негативные пленки проявлялись совместно с кусками пленок, которые заранее стандартизовались на лабораторном спектрографе со ступенчатой щелью.

Измерения были выполнены на микрофотометре системы Никонова, а также и на так называемом быстром микрофотометре. Измерения на двух микрофотометрах производились с целью выяснить на каком из них предпочтительнее измерять внегалактические туманности, учитывая, что для такой работы, как данная, требуется особо высокая точность. Труднее

всего измерять в микрофотометре одну и ту же точку на трех последовательных снимках туманностей. Результаты изучения этого вопроса показали, что некоторое преимущество на стороне быстрого фотометра, поскольку, он более чувствителен, и вместе с тем—снабжен довольно точным винтом, передвигающим каретку с пластинкой. Впрочем, резкой разницы в измерениях на упомянутых двух фотометрах незаметно.

Ввиду того, что снимки внегалактических туманностей производились последовательно, при разных положениях поляроида, мы придавали измерениям соответствующие поправки за зенитное расстояние, редуцируя к случаю наименьшего зенитного расстояния. При этом эти поправки проверялись на основе измерений контрольных звезд на каждом негативе. При последовательных снимках туманностей мы не делали длинных экспозиций и поэтому снимки мало различались по зенитным расстояниям. Поэтому, в некоторых случаях поправки за зенитное расстояние намного меньше, чем ошибка измерения.

При работе на микрофотометре Никонова мы производили измерения по отдельным узлам или деталям, которые хорошо выделяются, особенно у туманностей типа Sc. Этот способ измерения обеспечивает большую точность в смысле измерений одних и тех же точек на трех различных снимках. Мы заранее зарисовывали внегалактическую туманность и измеряемые точки или узлы. Это давало возможность легко запомнить измеряемые узлы, что обеспечивало большую точность. Измерения такого рода незатруднительны, поскольку в каждой туманности измерялось небольшое количество точек. Последнее же можно было оправдать тем, что если туманность показала бы значительную поляризацию, можно было перемерить ее более детально. Впрочем, нас ограничивал и небольшой масштаб нашей анаберрационной камеры. Вообще же туманности типа E и Sa затруднительно или почти невозможно измерять по отдельным узлам, т. е. таким порядком, каким мы измеряли туманности Sc.

Мы не будем останавливаться на описании техники построения характеристических кривых и обработки измерений, поскольку все эти вопросы довольно подробно разобраны нами в предыдущем параграфе, который касается изучения поляризации в диффузных туманностях нашей Галактики. Отметим лишь еще раз, что вычисления поляризации производились по известной формуле В. Г. Фесенкова [48].

Охарактеризуем теперь каждую из измеренных туманностей.

Туманность NGC 5194; тип Sc. Эта туманность довольно хорошо известна по своей оригинальной структуре; она имеет два ядра и много ветвей. Значения степени поляризации для отдельных узлов в ней даются в таблице XL. Как видно из последней, данная внегалактическая туманность в некоторых точках или узлах показывает заметную поляризацию. Это можно утверждать, так как ошибка измерения поляризации на микрофотометре достигает всего лишь 7% (см. ниже), и, даже если еще учесть среднюю фотографическую ошибку (5%), то ошибка определения поляризации в наших определениях в некоторых случаях может достигать 12%, а между тем, некоторые точки показывают степень поляризации и до 30%.

В таблице XL, в левой половине, даются измерения на микрофотометре Никонова двух серий негативов, относящихся к двум различным да-

там. В правой половине представлены результаты измерения на быстром микрофотометре одной серии, но в двух взаимоперпендикулярных направлениях. Т. е. в ядре туманности помещалось начало прямоугольных координат, измерения производились вдоль осей X и Y. Чтобы не спутать нумерацию измеряемых точек, точки первого диаметра мы занумеровали с 11, а второго—с 21. В дальнейшем, также обозначаются измерения других туманностей на быстром фотометре.

Таблица XL ცხრილი

NGC 5194

Измерения на микрофотометре Никонова გამომზღვი ნიკონის მიკროფოტომეტრზე			Измерения на быстром микрофотометре გამომზღვი სწრაფ მიკროფოტომეტრზე			
№№	4. VI. 1951 P %	28. V. 1951 P %	№№	28. V. 1951 P %	№№	28. V. 1951 P %
1	06 ⁹ / ₈	00 ⁰ / ₀	11	03 ⁰ / ₀	21	04 ⁰ / ₀
2	06	06	12	04	22	14
3	04	11	13	18	23	15
4	26	13	14	22	24	05
5	15	05	15	00	25	17
6	17		16	18	26	11
7	—	00	17	16	27	04
8	07	05	18	30	28	04
9	12	03	19	13	29	13
10	07	06	20	14	30	11
11	03	10	21	16		

В левой половине таблицы XL нумерация общая для двух серий, поскольку, мы измеряли по возможности одни и те же точки. Негативы серии 4.IV.1951 г. по качеству несколько уступают негативам серии 28.V.1951 г. Поэтому последние следует брать с большим весом.

По измерениям на быстром фотометре первый диаметр показывает поляризацию вообще намного больше, чем второй. Из 11 точек на нем 8 показывают степень поляризации большую, чем вероятная ошибка определения последней. Следовательно, в некоторых узлах данной внегалактической туманности излучение, хотя незначительно, но поляризовано. Здесь непосредственно на-глаз можно заметить разницу в интенсивности для некоторых частей рукавов (см. фото 3, где туманность NGC 5194 показана в трех увеличенных изображениях, соответствующих трем положениям анализатора).

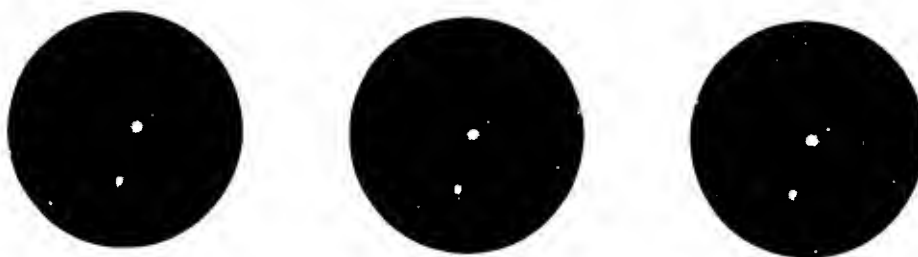
 $\varphi=0^\circ$ $\varphi=60^\circ$ $\varphi=120^\circ$

Фото 3 ფოტო 3

8. Бюлл. Абаст. астроф. obs., № 13

Как видно из этих снимков, для 1-го и 2-го положений анализатора $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=60^\circ$, точка в рукаве спирали, указанная стрелкой, выделяется, т. е. она значительно интенсивнее на этих двух снимках, чем на третьем ($\varphi=120^\circ$).

Туманность NGC 5194, в смысле изучения поляризации является исключительно интересным объектом, и заслуживает дальнейшего более детального изучения, подобного нашему, поскольку трудно представить теоретически, почему на одной и той же спирали только одна, ограниченная часть обнаруживает поляризацию.

Туманность NGC 5457; тип Sc. Эта туманность типичная спиральная — спирали у нее сильно развиты. Результаты измерения поляризации для нее представлены в таблице XLI. Судя по ним вообще, мы можем считать, что излучение этой внегалактической туманности, повидимому, не поляризовано.

Таблица XLI ცხრილი
NGC 5457

Измерения на микрофотометре Никонова გაზომვები ნიკონოვის მიკროფოტომეტრზე				Измерения на быстром микро- фотометре სწრაფ მიკროფოტო- მეტრზე	
№№	30. III. 1951 P %	11. IX. 1951 P %	10. V. 1951 P %	№№	30. III. 1951 P %
1	04 ⁰ / ₀	09 ⁰ / ₀	08 ⁰ / ₀	11	12 ⁰ / ₀
2	03	03	06	12	08
3	05	11	04	13	04
4	02	11	05	14	08
5	04	12	10	15	16
6	08	08	12	16	04
8	02	09	10	17	10
9	04	11	08	18	06
10	04	07	08		
11	04	07	11		
12	03	08	08		

В левой половине таблицы XLI даются результаты измерения трех серий. Как видно из этой таблицы, ни в одной точке нет хоть сколько нибудь заметной поляризации. Лишь точки № 5 и № 6 показывают почти по всем трем сериям некоторую поляризацию. Это отклонение от общего характера можно приписать трудно измеряемым узлам и точкам.

Точки №№ 11 и 15 правой половины таблицы XLI показывают повышенную поляризацию, но если принять во внимание то, что они относятся к передержанной и недодержанной частям туманности, то ими тоже можно пренебречь, т. к. ошибка измерения сильно зависит также от степени почернения.

Таким образом, мы считаем, что излучение данной туманности не поляризовано, а если и поляризовано, то весьма незначительно.

Туманность NGC 4558; тип Sb. Как видно из таблицы XLII, измеренные точки данной внегалактической туманности также не показывают заметной поляризации. Особенно это можно сказать об измерении негативов от 28.V.1951 г. быстрым фотометром. Эти негативы также не пока-

зывают поляризации при измерении на микрофотометре Никонова, если не принять во внимание две точки №№ 2 и 3.

Таблица X.III (გზნობა)
NGC 4558

Измерения на микрофотометре Никонова გზნობები ნიკონოვის მიკროფოტომეტრზე			Измерения на быстром микрофотометре გზნობები სწრაფი მიკროფოტომეტრზე	
№ №	31. III. 1951 P %	28. V. 1951 P %	№ №	28. V. 1951 P %
1	06%	02%	11	03%
2	14	12	12	07
3	13	14	13	04
4	13	09	14	13
5	09	05	15	06
6	13	03	16	09
7	07	04	17	08
8	09	05	18	11
			19	09

Мы должны отметить, что измерение этой туманности было затруднено, вследствие отсутствия выделяющихся узлов, что вполне естественно, так как она—типа Sb и имеет довольно однородный звездный фон¹. Несмотря на это, при измерении ее мы старались выявить и подобрать более или менее выраженные интересные точки. Измерения показали, что мы вполне можем измерять туманности даже с однородным фоном.

Таким образом, мы можем считать, что внегалактические туманности типа Sb не дают поляризацию излучения, но если и дают, то очень малую, хотя и неосторожно делать такие заключения на основе измерения лишь одной туманности.

Туманность NGC 3583; тип S. Для этой внегалактической туманности мы имели лишь одну серию негативов. По данным Шепли и Эймса [116] она имеет звездную величину, равную 12.2. В виду слабости ее для нашего инструмента, в ней можно было измерить лишь ядро. Степень поляризации для этой единственной точки получилась равной всего лишь 1%, т. е. практически поляризация равна нулю.

На примере данной туманности и трех предыдущих можно констатировать, что излучение ядер внегалактических туманностей Sb и Sc не поляризовано или поляризовано весьма незначительно.

С целью определения ошибки измерения, мы измерили одну и ту же пленку (негатив) три раза. При этом мы поступали также, как при измерении трех разных негативов. Одна и та же пленка после измерения вынималась из микрофотометра и заново вставлялась и при этой операции прибор отфокусировывался заново.

На основе этих измерений одного и того же негатива, мы как бы вычислили степень поляризации из измерений трех негативов, относящихся

¹ Под фоном внегалактической туманности мы подразумеваем ее однородное изображение, не выделяющееся спиралями.

к трем положениям анализатора. Результаты представлены в таблице XLIII.

Из нее следует, что когда излучение объекта поляризовано, ошибка измерения на микрофотометре, хотя редко, но все-таки может показать поляризацию до 7—8%-ов.

Таблица XLIII ცხრილი

№№	P %	№№	P %	№№	P %
1	00 ⁰ / ₀	5	07 ⁰ / ₀	9	02 ⁰ / ₀
2	04	6	06	10	05
3	07	7	04	11	03
4	04	8	02		

Очевидно, что если излучение объекта поляризовано, то ошибка будет действовать в обоих направлениях. Если к этой ошибке прибавить еще фотографическую ошибку, зависящую от проявления, неточности гидрировки и т. п.,—в 5%-ов, то ошибка может достичь 12%. Несмотря на оскутимость ошибки, наши измерения в случае заметной поляризации нужно считать надежными.

Но подобные исследования следует расширить в смысле изучения поляризации внегалактических туманностей типов Sa и E.

Желательно при этом выполнять подобную работу на инструменте, имеющем большой масштаб, с целью изучения более интересных деталей внегалактических туманностей.

Заканчивая на этом данную часть работы, перейдем к изучению межзвездного поглощения в Галактике статистическими методами.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ИЗУЧЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ДРУГИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИКИ СТАТИСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ§ 36. Распределение звезд по спектральным классам в темных и
светлых участках Млечного Пути¹

Астрономы с давних пор пытаются объяснить неоднородности Млечного Пути, выражающиеся в наличии светлых и темных мест в нем.

Раньше считали, что все эти неоднородности вызываются тем, что в Галактике пока еще не установилось стационарное и непрерывное распределение звезд. Это могло бы, в частности, говорить в пользу того, что наша Галактика представляет спиральную туманность, сходную с внегалактическими. В настоящее время вопрос нельзя считать решенным. Некоторые исследователи склонны приписать эту клочковатость только или больше всего поглощающей материи, а другие—наоборот. Несомненно, что большая часть неоднородности вызвана поглощающей материей. Можно сказать, что поглощающая материя пестрит Галактику; но приписать наблюдаемую неоднородность в распределении звезд целиком ей было бы тоже неправильно, так как это не находилось бы в согласии с весьма вероятной спиральной структурой Галактики. Однако, в некотором смысле вид нашей Галактики зависит от того в каких лучах мы ее рассматриваем, например, в инфракрасных лучах она может иметь другой вид.

Ясно, что в случае спиральной структуры нашей Галактики в видимых лучах, звезд ранних спектральных классов должно быть больше, аналогично тому, как это имеет место для внегалактических туманностей типа Sc. Но с другой стороны, если неоднородности в распределении звезд вызваны поглощающей материей, то и в этом случае мы должны наблюдать в светлых областях звезды ранних спектральных классов в большем числе, чем в темных, благодаря поглощению в последних. Весьма интересно проверить и количественно оценить это явление для разных областей Галактики.

В связи с этим мы поставили перед собой задачу изучения распределения звезд ранних спектральных классов в темных и светлых местах Млечного Пути, используя с этой целью каталоги Bergedorfer Spektral — Durchmusterung (BSD) т. т. I, II, Henry Draper Catalogue (HD) и частично—Henry Draper Extension (HDE).

Известно, что такого рода работами много занимались шведские ас-

¹ Предварительное исследование данного вопроса опубликовано нами в Бюллетене Абастуманской Обсерватории № 6, 1942.

трономы на обсерватории Упсала, например Валленквист [139], Ванас [137] и др. Шведские астрономы пользовались в большинстве случаев собственными спектральными классификациями звезд и детально исследовали темные и светлые области в созвездиях Лебеда и Цефея.

В нашем исследовании мы не пользовались изофотами поглощающей материи Млечного Пути, данными Паннекуком [103] и использованными Ванасом для разделения исследуемой площади на светлые и темные участки. Для этой цели мы обращались лишь к известному атласу Росса и Кальверта и к картам Франклин-Адамса.

Темные и светлые площадки выбирались как можно ближе друг к другу в полосе $b = +35^\circ$. Центры парных площадок намечались по возможности с равными галактическими широтами, с целью избежать систематических погрешностей в концентрации, в особенности, — в случае звезд В. Количество подсчитываемых и сравниваемых звезд бралось строго одинаковым. Но так как в темных областях звезд меньше, чем в светлых, то в первых приходилось брать большую площадь, чем в последних.

В каталоге BSD дается спектральная классификация звезд в площадках Каптейна на площади $3\frac{1}{2}^\circ \times 3\frac{1}{2}^\circ$ в каждой, поэтому этой площадью и приходилось ограничиваться при выборе светлых и темных мест. Естественно, что для нашей цели невозможно широко пользоваться каталогом BSD, поскольку для вполне удовлетворительного сравнения необходимо иметь классификацию звезд на довольно большой площади. Каталог HD несколько не ограничивает нас в выборе площадей сравнения, но можно считать, что он полон лишь до 8,5 зв. величины, что является довольно большим недостатком. Из каталога HDE нами было использовано несколько площадок. Каталог Вихманна [138] (дополнительный том BSD) нами не был использован ввиду того, что имеющийся в нашем распоряжении том его не включает ясно выраженные темные и светлые участки Млечного Пути. Из каталога BSD было использовано 7 площадок Каптейна №№ 8, 9, 18, 24, 25, 40, 42. Все они расположены в Млечном Пути и притом в таких участках, где находятся светлые и темные участки. Из каталогов HD нами выбрано 14 пар площадок. При выборе площадок для сравнения темных и светлых участков, как указано выше, мы пользовались атласом Росса, а также картами Франклин-Адамса. В атласе Росса каждая карта обнаруживает заметную ошибку поля, и один и тот же объект в оптическом центре кажется чрезвычайно ярким, а на краю карты — очень слабым, что несколько затрудняло установление темных и светлых участков.

В таблице XLIV даны экваториальные и галактические координаты центров этих сравниваемых между собой, попарно, светлых и темных площадок.

Как видно из таблицы, светлые участки не находятся в преимущественном положении по сравнению с темными участками в смысле галактической широты. Это хорошо видно из средних значений $+b$ и $-b$; для светлых участков имеем $+4^\circ.04$ — $5^\circ.10$, для темных — $+4^\circ.01$ — $5^\circ.15$. В некоторых случаях светлоте участку благоприятствует эффект галактической концентрации звезд (в смысле увеличения числа звезд), а в других — темноте, так что в конечном итоге, при столь незначительных галактических широтах, эффект должен сглаживаться и для светлых и

для темных туманностей. Поэтому эффект, обнаруживаемый по данным следующих таблиц XLV и XLVI, нельзя объяснить влиянием галактической концентрации.

Таблица XLIV ცხრილი

*	Экваториальные координаты ეკვატორული კოორდინატები						Галактические координаты გალაქტიკური კოორდინატები			
	Светлые участки ნათელი უბნები			Темные участки ბნელი უბნები			Светлые участки ნათელი უბნები		Темные участки ბნელი უბნები	
*	α	δ	Созвездие თანავს- ვლავები	α	δ	Созвездие თანავს- ვლავები	l	b	l	b
9	1 h 15 m	+60° 15'	Cas	1 h 8 m	+65° 15'	Cas	93° 2'	+ 0° 6'	93° 5'	+ 0° 4'
18	3 10 5	+60 30	Cam	2 59 0	+60 30	Cas	107 7	+ 3 5	106 1	+ 2 8
24	21 32 5	+58 30	Cep	21 28 0	+59 00	Cep	67 4	+ 4 9	68 4	+ 5 6
25	4 42 5	+43 30	Aur	4 37 0	+45 30	Per-Aur	129 1	+ 0 6	127 0	+ 1 0
40	5 41 0	+44 20	Aur	5 36 5	+45 30	Aur	134 4	+ 9 6	133 8	+ 9 4
42	20 54 5	+45 30	Cyg	20 45 0	+44 30	Cyg	54 2	- 0 4	52 4	+ 0 2
E	22 52 0	+45 30	Lac	22 44 0	+44 31	Lac	71 5	-12 5	69 7	-12 8
1	19 07	+15 00	Aql	19 15	+18 03	Aql	16 5	+ 1 2	20 0	+ 1 2
2	20 00	+39 08	Cyg	20 18	+34 01	Cyg	44 8	- 2 0	41 0	- 2 2
HD										
1	17 33	-17 30	Oph	17 23	-21 00	Oph	336 0	- 6 0	333 0	- 6 0
2	18 55	- 8 00	Aql	19 04	- 4 00	Aql	354 0	- 7 3	358 0	- 7 2
3	18 41	- 7 00	Scu	18 50	- 3 00	Aql	354 0	- 3 3	358 0	- 3 6
4	18 09	-17 30	Sag	18 27	-10 00	Scu	341 0	- 1 4	347 5	- 1 8
5	19 28	+18 00	Vul-Sag	19 12	+11 30	Aql	21 0	- 1 7	14 0	- 1 5
6	20 05	+40 00	Cyg	20 58	+52 00	Cyg	44 0	+ 3 4	59 5	+ 3 5
7	2 12	+58 09	Cas-Per	3 10	+54 00	Per	102 0	- 1 9	111 2	- 1 8
8	7 00	-26 00	CMa	6 40	-17 00	CMa	205 0	- 7 8	195 5	- 7 8
9	5 35	+ 5 00	Ori	5 10	+14 00	Ori	167 6	-11 8	156 0	-12 3
10	18 03	+ 3 05	Oph	17 45	- 6 00	Oph	359 0	+ 9 6	348 0	+ 9 4
11	18 26	+ 9 00	Oph-Aql	18 20	+ 1 05	Ser	7 5	+ 5 1	358 5	+ 4 9
12	20 10	+39 00	Cyg	19 50	+33 00	Cyg	44 7	+ 1 9	37 0	+ 1 9

В таблице XLIV даются названия созвездий, в которых расположены центры выбранных площадок. Как видно из таблицы, как темные, так и светлые участки чаще всего расположены в одном и том же созвездии. В случае, когда данной площадке приписано два созвездия, это означает, что центр этой площадки расположен почти на границе между ними, и очевидно, выбранный участок расположен в обоих созвездиях. В некоторых случаях две сравниваемые площадки охватываются частично тремя созвездиями.

Подсчеты звезд для всех площадок из каталога BSDI, II даются в таблице XLV. Аналогичная таблица XLVI соответствует подсчетам по каталогам HD и HDE. В ней приводятся числа звезд соответствующих спектральных классов и в соответствующих площадках.

Таблица XLV ცხრილი

Светлые участки ნათელი უბნები						Темные участки ბნელი უბნები							№ карты в атласе რუკ-ს № ატლასში	Соединение თანავარს- ვლები	
ИПК	В	А	F	G	K, M, N, R, S	В	А	F	G	K, M, N, R, S	Вс/Вт	Ас/Ат			n
8	10	20	6	6	6	5	10	6	21	6	2.00	2.00	48	27	Cas
9	7	60	30	57	18	6	30	39	85	12	1.17	2.00	172	26	Cam-Cas
18	6	30	21	31	7	4	20	21	43	7	1.50	1.50	95	22	Cap
24	16	93	28	29	14	15	60	44	42	19	1.07	1.55	180	28	Aur-Per
25	6	17	23	45	5	3	19	26	42	6	2.00	0.90	96	28	Aur
40	17	86	68	59	108	11	43	97	115	82	1.55	2.00	338	18	Cyg
42	10	14	27	33	14	3	15	21	46	13	3.33	0.93	95	24	Lac
Среднее საშუალო											1.80	1.55			

В подсчеты звезд данного спектрального класса входят все звезды соответствующих подклассов. Лучше было бы вести подсчеты именно по подклассам, но для этого нужно использовать большое количество звезд.

Из таблицы XLV видно, что в светлой области звезды класса В и А встречаются чаще, чем в темной области. В 12-ом и 13-ом столбцах даются отношения $\frac{B_c}{B_r}$ и $\frac{A_c}{A_r}$ значения которых подтверждают вышесказанное. Через B_c , B_r , A_c и A_r мы обозначили в приведенных таблицах XLV и XLVI число звезд соответствующих классов В и А в светлых и темных участках Галактики.

Если принять для звезд класса А среднюю абсолютную величину равной +1.8, а видимую величину 13.0 (предельная величина каталога BSD равна 13.5), тогда по отношению $\frac{A_c}{A_r}$ для той группы звезд, которая вызывает разницу, получаем расстояние порядка 1070 парсек с учетом поглощения в 1.0 звездную величину на 1 килопарсек, для светлой области Галактики. Для значения поглощения нами были использованы наши данные об избытках цвета в светлых участках Млечного Пути.

Звезды типа В должны показывать более резкую картину, чем А, однако в связи с их малочисленностью и особенно с тем, что подсчеты велись не на большой площади, они показывают такую же картину, как звезды А. Оценки расстояния по звездам В мы не делаем, поскольку нас больше интересует нижний предел расстояния.

Спектральные классы F, G, K и другие поздние типы встречаются в темных участках чаще, чем в светлых. Это и понятно, поскольку подсчитанные нами звезды поздних спектральных классов, по всей вероятности, не достигают темных и светлых участков Млечного Пути, т. е. светлых облаков и облаков поглощающей материи, в связи с чем их следует рассматривать как звезды, проектирующиеся на эти места. В результате и получается такая картина, какую показывают приведенные таблицы (см. ниже).

Ясно, что звезды-гиганты поздних классов достигают местоположения светлых и темных участков Галактики, но, повидимому, среди поздних классов преобладают звезды-карлики. В связи с этим, гиганты не могут оказывать заметного влияния на изучаемое распределение в светлых участках.

В таблице XL даны подсчеты по каталогу HD и HDE. Как видно из этой таблицы, здесь четкую картину дают звезды спектрального класса В;

для них отношение $\frac{B_c}{B_r}$ в некоторых случаях достигает 3.5. Ясно, что от-

ношения $\frac{B_c}{B_r}$ и $\frac{A_c}{A_r}$ не характеризуют функцию светимости, поскольку

мы сравниваем хоть и равное количество звезд, по разные объемы пространства, в связи с тем, что мы берем для сравнения разные площади.

Для вычисления расстояний, с которых начинаются светлые участки, по отношениям $\frac{B_c}{B_r}$ мы примем среднюю абсолютную величину для звезд

спектрального класса В равной —2.0 и предельную величину каталога равной $8^m 5$, а также, как выше, примем поглощение $1^m 0$ на 1 килопарсек для светлых участков Млечного Пути. Пользуясь далее формулой $\lg r' = \lg r + 0.20 r$, получаем, что в среднем по этим площадкам светлые участки распространяют свое влияние на звезды В до расстояния в $r = 850$ парсек.

Звезды А, согласно таблице XLVI, показывают незначительное влияние светлых облаков, поскольку $\frac{A_c}{A_r}$, в среднем для всех площадок, равно 1.18. Однако, интересно произвести по звездам А вычисление такое же, как для звезд В, поскольку звезды А должны дать нижний предел расстояния. Принимая верхний предел абсолютной величины M , для звезд А, равным $-0^m 6$ (нижний предел для нас не представляет инте-

реса в виду того, что отношение $\frac{A_c}{A_r}$ и так близко к единице), мы полу-

чим расстояние, где еще чувствуется влияние спиральных рукавов, равным 650 парсек. Таким образом, это расстояние, как указывалось выше, должно считаться нижним пределом (см. ниже).

Можно сказать, что этот результат хорошо согласуется с предположением, что Местная Система имеет радиус порядка 500 парсек, за пределом чего начинается уже влияние спиральных рукавов Галактики.

Не нужно забывать, что это расстояние относится в среднем ко всем подсчитываемым площадкам таблицы XLVI, однако не исключена возможность того, что, если судить по отдельным площадкам той же таблицы, некоторые спиральные рукава покажут свое влияние на более близком расстоянии (см. ниже).

Если темные участки в Млечном Пути были бы вызваны только поглощающей материей, то мы этого явления не должны были бы наблюдать. Таким образом констатируется факт неоднородного населения Галактики в смысле спектрального состава звезд. Поэтому функцию светимости необходимо определять раздельно для светлых и для темных областей Галактики.

Таблица XLVI ცხრილი

	Светлые участки ნათელი უბნები					Темные участки ბნელი უბნები					B _c B _r	A _c A _r	n	№ карты в атласе რუკის № ატლასში	Созвездие თანავარსკ- ვლავედი
	B	A	F	G	K, M	B	A	F	G	K, M					
HD 1	12	29	03	12	11	7	13	15	17	25	1.71	2.72	77	3	Oph
2	31	31	15	8	31	12	22	8	16	58	2.58	1.41	166	10	Aql
3	25	23	6	7	16	9	25	14	12	17	2.78	0.92	77	10	Scu-Aql
4	24	10	6	4	6	8	11	10	12	9	3.00	0.91	50	7	Sag-Scu
5	12	37	9	7	15	6	28	18	13	16	2.00	1.35	81	13	Vul-Aql
6	38	60	15	8	20	11	51	14	14	31	3.45	0.96	121	17	Cyg
7	46	70	9	15	25	20	74	29	16	26	2.30	0.95	165	26	Cas-Per
8	87	171	53	52	83	53	180	66	50	97	1.64	0.97	446	32	CMa
9	18	42	29	10	21	7	38	24	23	28	2.57	1.10	120	33	Ori
10	17	100	47	32	69	18	70	59	54	64	0.94	1.43	265	12	Oph
11	16	53	16	9	33	6	39	23	15	54	2.67	1.36	127	12	Oph-Aql-Ser
12	18	20	2	4	15	9	28	3	3	16	2.00	0.71	59	17	Cyg
HDE 1	6	50	25	23	15	9	34	28	24	23	0.67	1.47	118		Aql
2	42	72	31	21	34	15	84	37	23	41	2.80	0.86	200		Cyg
Среднее საშუალო											2.20	1.18			

Приняв во внимание все вышеизложенное, мы произвели также определение процентного состава звезд данных спектральных классов в темных и светлых участках. Это определение сделано также до предельной величины каталогов для звезд спектральных классов В и А.

В таблице XLVII дается сравнение процентного состава звезд типа А

Таблица XLVII ცხრილი

ИПК	Светлые участки ნათელი უბნები	Темные участки ბნელი უბნები	C % / T %	n
Тип А, каталог BSD				
8	41.7 %	20.8 %	2.0	48
9	34.8	17.4	2.0	172
18	31.6	21.0	1.5	95
24	51.6	33.3	1.6	180
40	25.4	13.0	2.0	338
Среднее საშუალო	37.0	19.1	1.8	
	44 %	24 %		
Vanäs Тип В, каталог HD				
2	26.8 %	10.3 %	2.6	116
3	32.4	11.7	2.8	77

в подсчитываемых площадках по каталогу BSD и для звезд типа В—по каталогу HD для площадок № 2 и № 3.

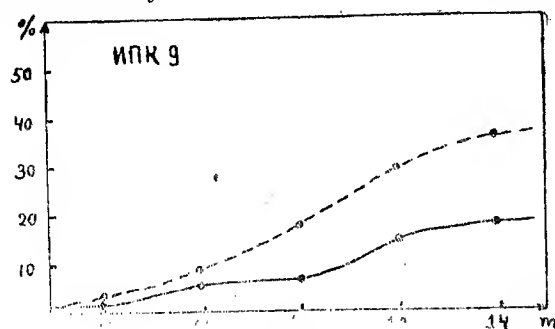
Таблица XLVIII

ИПК	14 ^m	13 ^m	12 ^m	11 ^m	10 ^m	9 ^m
9	35% 17	29% 14	17% 6	8% 5	3% 1	—
24	52 33	44 22	22 11	8 3	4 3	—
HDE	— —	— —	46 30	25 24	2 5	0 0

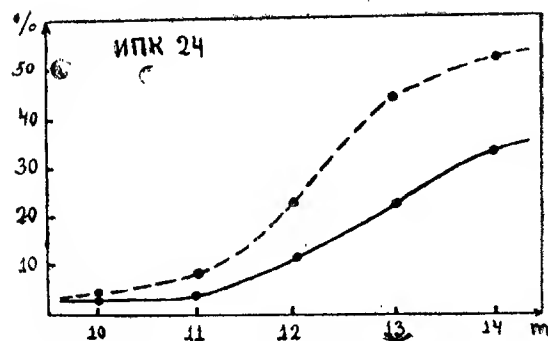
С целью сравнения наших подсчетов с результатами Ванааса, мы включили в эту же таблицу соответствующие данные, взятые из работы упомянутого автора для площадки № 5 (светлая область) и № 3 (темная область)—по нумерации того же автора.

В таблице XLVIII даются результаты подсчета звезд для спектрального класса А в процентах в функции звездных величин и лишь только для трех площадок из каталогов BSD и HDE.

В указанной таблице каждая верхняя строка соответствует светлому участку, а нижняя—темному.



Чертеж 18



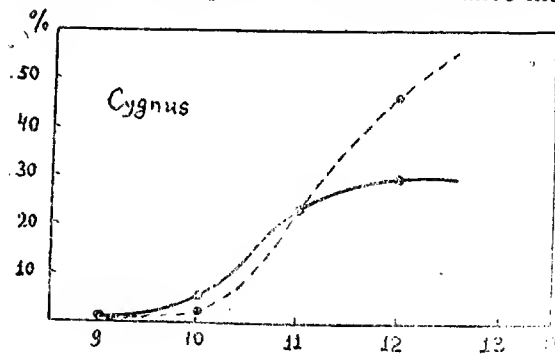
Чертеж 19

Пользуясь вышеприведенными таблицами, мы построили кривые зависимости числа звезд от звездной величины для некоторых наиболее интересных областей Млечного Пути, причем сравниваемые между собой

темная и светлая области взяты разной площади, но с одинаковым числом звезд. К тому же сравнение производилось по отдельным спектральным классам. Можно получить прежде процентный состав звезд для упомянутых площадок по спектральным классам, а потом сравнить их по возрастанию звездной величины. Ясно, что построенные таким образом кривые несколько сходны с кривыми в известном методе Вольфа, но отличны от них, поскольку, в случае Вольфа, сравниваются числа звезд в процентах при условии равенства подсчитываемых площадок, а в нашем — сравниваются проценты при условии одинакового числа звезд.

На чертежах 18, 19 и 20 представлены кривые, отвечающие таблице XLVIII, т. е. относящиеся к двум площадкам ПК №№ 9 и 24, которые подсчитывались по каталогу BSD, и к площадке в области созвездия Лебедя по каталогу HDE. Кривые построены для звезд спектрального класса А.

Будем считать, что раздвоение приведенных кривых указывает на начало светлой области, поскольку, согласно вышесказанному, на процентный состав звезд могут влиять как светлые, так и темные участки Млечного Пути. При этом, если в данном направлении определено расстояние темной материи каким-нибудь способом, например, методом Вольфа или другим, а раздвоение наших кривых начинается на более близком расстоянии, то это указывает на то, что раздвоение вызвано действием светлой области, т. е. звездное облако ближе, чем начало темной материи. Как видно из этих кривых, влияние звезд типа А, по данным площадки № 24, доходит до расстояния в 490 парсек, т. е. до границ Местной Системы. В случае площадки № 9 кривая показывает такое же влияние.



Чертеж 20 ббббб

Теперь мы затронем вопрос о расстояниях, полученных с помощью вышеприведенных кривых, а также по отношению $\frac{A_c}{A_r}$. Ясно, что величины $\frac{A_c}{A_r}$ для звезд А, приведенные в таблице XLVI, должны совпадать с $\frac{C\%}{T\%}$ для соответствующего каталога и площадок, поскольку для предельной величины каталога имеем:

$$\frac{A_c}{A_r} = \frac{C\%}{T\%}$$

Но вместе с тем ясно и то, что по кривым мы можем получить более низкую границу, чем по $\frac{A_c}{A_t}$ поскольку последнее отношение относится к предельной величине каталога, а по кривым это отношение можно проследить по величинам звезд рассматриваемого каталога. Этим и объясняется меньшее значение—490 парсек, полученное по кривым, относящимся к подсчетам по каталогу HD, по сравнению с 650 парсек, полученными по $\frac{A_c}{A_t}$ относящемуся к подсчетам по каталогу BSD. Они могли бы совпасть, если $\frac{A_c}{A_t}$ было бы более близко к единице, но на самом деле мы имеем 1.18, и кроме того очень многое зависит от принятой абсолютной величины. Как было сказано выше, для A по каталогу BSD была принята абсолютная величина $M = +1^m.2$, а для HD—верхний предел $M = -0^m.6$. Вот основные причины расхождения этих расстояний. Принятие нами для верхнего предела абсолютной величины $M = -0^m.6$ вызвано тем, что при приближении отношения $\frac{A_c}{A_t}$ к единице, на него действуют лишь звезды, имеющие большие абсолютные величины.

Близкое влияние светлых облаков невольно наталкивает нас на мысль, что оно распространяется вглубь самой Местной Системы и что наклон последней связан с этими облаками. В связи с этим мы провели по таблице XLVI сравнение облаков, результаты чего подтверждают эту мысль.

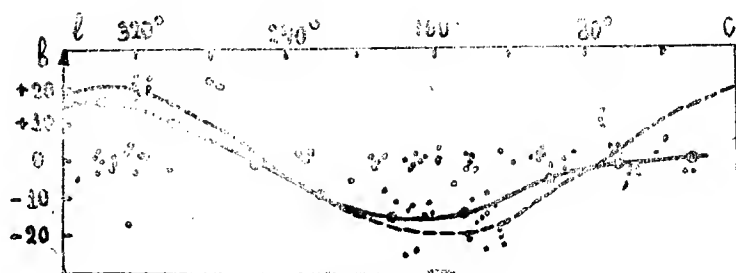
Оказалось, что смотря по данным таблицы XLVI и по $\frac{A_c}{A_t}$ ближе всего влияние распространяют звездные облака в созвездиях Змееносца и Орла. Если взять эквивалентные координаты максимального отклонения в одной стороне пояса Гюльда равными 17° , -10° , то к этой точке близко подходят площадки №№ 1 и 2 из таблицы XLVI, которые находятся в созвездиях Змееносца и Орла. К сожалению, в другой точке максимального отклонения пояса Гюльда, координаты которой равны $5^h 10^m$ и $+9^\circ$, была выбрана только одна площадка № 9, в созвездии Ориона. Для приведенных площадок, относящихся к одной части Местной Системы, отношение $\frac{A_c}{A_t}$ равно соответственно 2.22, 1.41 и средняя величина $\frac{A_c}{A_t}$ равна 1.81. Если воспользоваться этими отношениями и кривыми чертежей 18, 19, мы сможем получить поправку расстояния так, чтобы отношение стало равным 1 и посмотреть, до какого расстояния распространяют свое влияние звездные облака в Змееносце и Орле. После исправления расстояния по кривым на $\Delta m = 2.5$ звездной величины, получим $\frac{A_c}{A_t} = 240$ парсек.

Как видно, это расстояние соответствует полпути до края Местной Системы. Таким образом, в первую очередь, звездные облака в созвездиях Змееносца и Орла распространяют свое влияние на Местную Систему на столь близких расстояниях, а во вторую очередь—светлые места

в созвездиях Ориона, Лебедя, Змеи и других — на более далеких расстояниях.

Таким образом, можно считать вероятным предположение о том, что Местная Система имеет плоскость, симметрично совпадающую с плоскостью Галактики, а видимый наклон пояса Гульда объясняется влиянием облаков Млечного Пути.

Что наклон Местной Системы обуславливается близким расположением звездных облаков Змееносца и Орла, подтверждается также и тем, что в полосе этих светлых мест расположены диффузные туманности. Однако известно, что диффузные туманности находятся не на далеких расстояниях, а их свечение обуславливается звездами ранних спектральных классов, отсюда вытекает, хотя и не очень уверенно, что плоскость распределения диффузных туманностей должна совпадать с поясом Гульда. На это указывает также работа Хаббла [83], в которой дано распределение диффузных туманностей в галактических координатах (чертеж 21, заимствованный из работы Хаббла). На чертеже проведена также пунктирная линия, показывающая наклон плоскости полюсы ярких звезд В к плоскости Галактики.



Чертеж 21 ббббб

Как видим, существует определенная корреляция между расположением диффузных туманностей и распределением звезд В. На этом чертеже мы провели еще добавочно линию, изображающую плоскость Местной Системы, согласно Боку [67]. Она показывает, как нам кажется, лучшую корреляцию, чем пунктирная кривая. Однако нужно признать, что точного совпадения и в этом случае нет. Следует отметить, что те созвездия, где расположены диффузные туманности: Змееносец, Орел, Телец, Орион, Единорог, Лебедь, Скорпион и др., показывают большие значения отношений $\frac{A_c}{A_r}$ т. е. подтверждают вышесказанное.

Следует также отметить, что влияние большинства рассматриваемых светлых участков имеет довольно далекое, доходящее до Местной Системы, распространение. Интересно, что по каталогам HD и по BSD получились сходные между собой результаты.

Если провести изучение такого рода во многих облаках Млечного Пути и рассматривать их совместно, то по всей вероятности, удастся более убедительно объяснить наклон Местной Системы. Ясно, что после этого картина Местной Системы получает очень простое объяснение. Если это так, то тогда космическое поглощение не является единственной при-

чиной, обуславливающей картину Местной Системы. К такому же результату привели еще раньше другие исследования, выполненные в Абастуманской обсерватории автором [13] и Е. К. Харадзе [53].

Для более полного исследования требуется иметь почти сплошную спектральную классификацию звезд Млечного Пути, по крайней мере, до 14-ой звездной величины, с охватом зоны $b = \pm 15$, но это—задача будущего.

§ 37. О некоторых характеристиках внегалактических туманностей

Есть основания считать, что ядра и спирали в галактиках развиваются не независимо друг от друга, а в тесной взаимосвязи. При этом форма, размеры и степень развития одних (например, спиралей) могут быть в определенной связи с теми же характеристиками других (ядер).

Попытаемся установить характер зависимости между величиной ядра и шириной или толщиной спирали во внегалактических туманностях.

Легко убедиться, что если размеры ядра туманности велики, то ветви или спирали узки и многочисленны. Если же ядро небольшого размера, то ширина отдельных ветвей часто превышает размеры самого ядра, а число ветвей в большинстве случаев снижается до двух т. е. наименьшим ядрам спиральных туманностей соответствуют наиболее развитые спиральные рукава.

Можно допустить с большой вероятностью, что на данной стадии развития отношение ширины ветвей ΔS к диаметру ядра D_n в различных туманностях есть величина постоянная:

$$\frac{\Delta S}{D_n} = \text{const.} \quad (5.1)$$

Можно пойти и дальше: установив соотношение между величиной этого отношения и эволюционной стадией (типом) для многих внегалактических туманностей, попытаются затем оценить тип нашей Галактики по значению отношения (5.1) для последней.

Для решения этих задач мы воспользовались фотографиями 42 внегалактических туманностей Ликской [146] и Лундской [72] обсерваторий и Хаббла [86].

Мы измерили на фотографиях большие и малые оси ядер этих внегалактических туманностей, а также ширину ветвей для разных позиционных углов θ отсчитывая последние от большой оси в сторону удаления от начала спирали. Измеренные величины были исправлены за наклон экваториальной плоскости рассматриваемой галактики к лучу зрения.

Обозначая через ω угол между плоскостью туманности и плоскостью, касательной к небесному своду в направлении луча зрения, мы будем иметь:

$$\cos \omega = \frac{b}{a} \quad (5.2)$$

где b и a —малая и большая полуоси видимого эллипса рассматриваемой туманности. Измеренные нами туманности, за исключением трех, содержатся в каталоге Давера [72], а для трех туманностей ω была определена нами на основе наших измерений.

Туманности для измерения были подобраны нами исключительно типов Sb, SBb и Sc, SBc. Туманности эллиптические и неправильные исключались, даже если на них были сколько-нибудь заметные отростки ветвей.

Результаты наших измерений и вычислений сведены в таблице XLIX, где мы приводим отношения (5.1) для 40 внегалактических туманностей.

Таблица X LIX ϕ в градусах

№	NGC	Тип ϕ в градусах	$\phi = 45^\circ$		$\phi = 90^\circ$		n	№	NGC	Тип ϕ в градусах	$\phi = 45^\circ$		$\phi = 90^\circ$		n
			$\frac{\Delta S_1}{D_n}$	$\frac{\Delta S}{D_n}$	$\frac{\Delta S_1}{D_n}$	$\frac{\Delta S}{D_n}$					$\frac{\Delta S_1}{D_n}$	$\frac{\Delta S}{D_n}$	$\frac{\Delta S_1}{D_n}$	$\frac{\Delta S}{D_n}$	
1	224	Sb	0.25	0.09	0.25	0.07	3	22	4321	Sc	0.55	0.50	0.65	0.65	2
2	253	Sc	1.05	0.30	1.45	0.30	1	23	4501	Sc	0.35	0.30	0.65	0.40	1
3	598	Sc	1.00	0.80	1.30	0.90	4	24	4527	SBc	1.10	0.15	0.50	0.40	1
4	628	Sc	0.45	0.40	0.65	0.50	1	25	4536	Sc	0.95	0.95	1.25	1.15	2
5	1068	Sb	0.20	0.20	0.25	0.25	2	26	4559	Sb	0.25	0.15	0.30	0.15	1
6	1097	SBb	0.45	0.40	0.50	0.40	1	27	4594 ¹	Sa	—	—	0.08	0.08	2
7	1232	Sc	0.35	0.35	0.40	0.40	1	28	4725	SBb	0.15	0.10	0.20	0.10	2
8	1300	SBb	0.80	0.60	0.60	0.50	1	29	4836	Sb	0.35	0.30	0.40	0.30	2
9	2403	Sc	0.35	0.25	0.50	0.50	1	30	5055	Sb	0.15	0.10	0.15	0.10	3
10	2835	Sc	0.90	0.75	1.00	0.75	1	31	5194	Sc	0.35	0.30	0.40	0.30	2
11	2841	Sb	0.15	0.10	0.25	0.15	2	32	5236	Sc	0.40	0.35	0.30	0.35	1
12	2903	Sc	0.45	0.25	0.40	0.25	3	33	5457	Sc	0.35	0.35	0.40	0.40	3
13	3031	Sb	0.20	0.15	0.25	0.15	1	34	5850	SBb	0.50	0.50	0.55	0.35	1
14	3198	Sc	1.20	0.50	2.10	0.65	1	35	5857	Sc	0.15	0.10	0.20	0.10	1
15	3227	Sb	0.30	0.20	0.25	0.15	1	36	6946	Sb	1.10	1.00	1.20	1.10	2
16	3623	Sb	0.35	0.15	0.30	0.10	3	37	7217	Sb	0.25	0.20	0.35	0.20	1
17	3627	Sb	0.15	0.10	0.20	0.10	1	38	7331	Sb	0.20	0.08	0.25	0.10	4
18	3726	Sc	1.00	1.00	1.00	1.00	1	39	7479	SBc	0.80	0.65	0.95	0.75	3
19	3938	Sb	0.30	0.30	0.35	0.35	1	40	IC342	Sc	1.00	0.90	0.95	0.80	4
20	4254	Sc	0.30	0.30	0.35	0.35	1				a	b	r ₁	r ₂	
21	4303	SBc	0.40	0.40	0.45	0.45	1	41	4244	Sb	8.0	4.0	2.5	2.0	1
								42	4565	Sb	10.0	6.0	4.0	3.0	2

Значения этих отношений $\frac{\Delta S}{D_n}$ даны для $\phi = 45^\circ$ и $\phi = 90^\circ$, где угол ϕ , как указано выше, отсчитывается от начала спирали в плоскости, перпендикулярно к лучу зрения. Когда начало спирали не совпадало с большой осью, то ϕ придавалась соответствующая поправка $\Delta\phi$, равная углу между началом спирали и большой осью.

Для разных значений позиционного угла ϕ мы применяли формулу [72]:

$$\Delta S_1 = \Delta S \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \omega \sin^2 \phi}, \quad (5.3)$$

где ΔS — измеренная величина ширины рукава, а ΔS_1 — действительная ширина в плоскости туманности.

¹ У данной туманности ширина спирали измерена вдоль большой оси, поэтому данное ΔS не исправлено за ω и ϕ . Измерение по разным ϕ для этой туманности затруднено, несмотря на то, что мы воспользовались имеющимся снимком, полученным на 200" рефлекторе [93].

В случае $\varphi = 90^\circ$ формула (5.3) принимает более простой вид:

$$\Delta S_2 = \frac{\Delta S}{\cos \omega}.$$

В третьем и пятом столбцах таблицы XLIX даны тип туманности и отво-
шения (5.1) для $\varphi = 45^\circ$; в шестом и седьмом — те же значения для
 $\varphi = 90^\circ$.

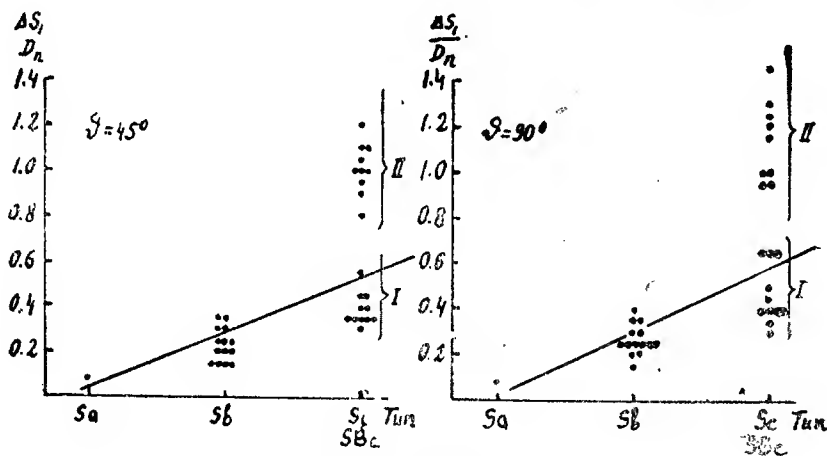
Спиральные рукава мы измеряли для многих φ , но для наших вы-
числений и выводов мы ограничились данными измерений лишь $\varphi = 45^\circ$
и $\varphi = 90^\circ$.

Отношения $\frac{\Delta S}{D_n}$ (без значка) приводятся в таблице в связи с тем, что,

как увидим ниже, для установления типа Галактики мы вынуждены допу-
стить, что у спиральных ветвей ширина и толщина равны между собой.
При данном допущении, очевидно, становится излишним исправление из-
меренной величины за углы ω и φ , т. е. в таком случае спирали туман-
ностей мы рассматриваем как простые цилиндрические образования. Оче-
видно, что в действительности мы не имеем такой картины, поскольку
сплюснутость нашей и других галактик указывает на то, что ширина спи-
рали должна быть больше, чем ее толщина. Несмотря на это, повидимому,
это допущение не так уж грубо.

В последнем столбце таблицы указано, сколько раз измерялась взя-
тая туманность по данным разных авторов, а значения $\frac{\Delta S}{D_n}$ усреднены
по разным измерениям разных негативов.

Чертеж 22 показывает зависимость отношения $\frac{\Delta S_1}{D_n}$ от типа туман-
ности. Как видно, указанная зависимость выражена довольно хорошо.



Чертеж 22 ббббб

¹ Измерениям для $\varphi = 90^\circ$ мы отдаем предпочтение, как соответствующим
более характерной точке туманности.

9. Бюлл. Абаст. астроф. obs., № 13.

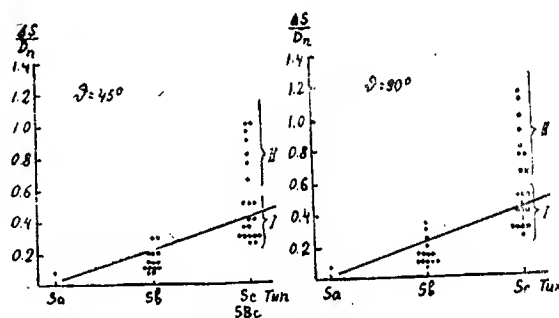
К сожалению, туманности типа Sa в нашем списке не попадались, за исключением одного случая, а типы SBb мы не наносили на чертеж, поскольку тип SBb , по нашему мнению, в смысле развития спиралей более близок к Sc , чем к Sb . Таким образом, данные диаграммы пришлось строить лишь на основе туманностей типов Sa , Sb , Sc и SBc .

Можно считать, что отношение $\frac{\Delta S_1}{D_n}$ для типа Sb определенно меньше, чем для типа Sc . Можно, кроме того, заметить, что туманности Sb показывают меньший разброс точек, чем туманности Sc .

Для Sc можно даже усмотреть, что значения указанного отношения собираются в две группы: группу I—малых и группу II—больших значений¹.

Чертеж 23 показывает такой же характер зависимости типа от $\frac{\Delta S}{D_n}$, как и чертеж 22, хотя он построен без всяких исправлений измеренных величин ΔS , т. е. при допущении, что ширина спирали равна ее толщине; в этом случае отношения $\frac{\Delta S}{D_n}$ получаются меньше, как это и следует из формулы (5.3).

Это говорит в пользу того, что указанный эффект зависимости $\frac{\Delta S}{D_n}$ от типа туманности настолько резко выражен, особенно, у внегалактических туманностей типа S , что даже наклон плоскости симметрии к лучу зрения незначительно влияет на нее.



Чертеж 23 бббббб

Этими диаграммами мы и воспользовались для оценки типа нашей Галактики.

Но перед этим необходимо было оценить размеры ядра и толщину спиралей Галактики.

Известно, однако, что ядро Галактики недоступно непосредственному наблюдению как простым глазом, так и при помощи мощных телескопов, что объясняется наличием темной материи, экранирующей для нас ядро.

¹ Как показывают чертежи 22 и 23, точки Sa , Sb и I группы Sc находятся на одной линии, тогда как II группа довольно сильно отклоняется от этой линии.

В последнее время были сделаны попытки обнаружить ядро при помощи новых методов и инструментов и оценить его размеры. Такая попытка была сделана Стеббинсом и его сотрудниками [126], которые при помощи электрофотометра регистрировали инфракрасное излучение ядра.

Советские ученые А. А. Калиняк, И. В. Красовский и В. Б. Никонов [23] сфотографировали центр Галактики в инфракрасных лучах при помощи электронно-оптического преобразователя. Но вид ядра Галактики может быть существенно различный в инфракрасной и видимой частях спектра, поскольку сильное излучение в инфракрасной области спектра могут давать объекты, находящиеся в дозвездном состоянии, или звезды, имеющие температуры, низкие по сравнению с обычными звездами.

Так или иначе, в настоящее время мы располагаем лишь упомянутыми данными о величине ядра, и ими можно воспользоваться для нашей задачи—установить, к какому типу туманностей принадлежит наша Галактика.

Если исходить из работы [23], диаметр ядра Галактики можно принять равным 1200 парсек.

Чтобы измерить в угловой мере толщину спиралей по всем долготам Галактики, мы воспользовались картами Ботлингера [69] и работой О'Кифа [98], в которой даются в собранном виде на одном рисунке почти все карты Росса и Кальверта [106]. Измерения толщины спиралей через каждые 20° долготы вдоль экватора даны в таблице 50. В ней приводятся средние значения толщины спиралей как для всей Галактики, так и для направлений на центр и на антицентр. При выводе средних значений в направлениях на центр и антицентр Галактики мы воспользовались также измерениями толщины спиралей через каждые 10° долготы, что не включено в таблицу L.

Далее, пользуясь известными расстояниями до ближайших спиралей, мы получаем для значения ΔS_1 500–600 парсек. Если примем для толщины спиралей 600 парсек, то по отношению (5.2) получим:

$$\frac{\Delta S}{D_n} = \frac{600}{1200} = 0.05$$

Исходя из этой величины согласно чертежам 22 и 23, мы приходим к выводу, что наша Галактика является туманностью типа Sc первой группы и близка по типу к туманностям NGC 4501, 5254, 1232 и 628. Все эти туманности имеют хорошо выраженную спиральную структуру, и внешний вид Галактики, повидимому, подобен им.

Судя по диаграммам (чертежи 22 и 23), мало вероятно, чтобы наша Галактика принадлежала к типу Sb, поскольку значение $\frac{\Delta S_1}{D_n} = 0.50$ выходит за пределы промежутка изменения $\frac{\Delta S_1}{D_n}$ для типа Sb.

Полученный результат находится в согласии с указанием В. А. Амбарцумяна [3] о том, что наша Галактика близка, скорее, к Sc, чем к Sb.

Основываясь на наших измерениях, мы попытались также установить зависимость размера ядра внегалактических туманностей от расстояния.

Чтобы построить диаграмму этой зависимости, мы вычислили сначала расстояния для туманностей нашего списка по формуле¹:

$$\lg r = 0.2m_T + 4.30. \quad (5.5)$$

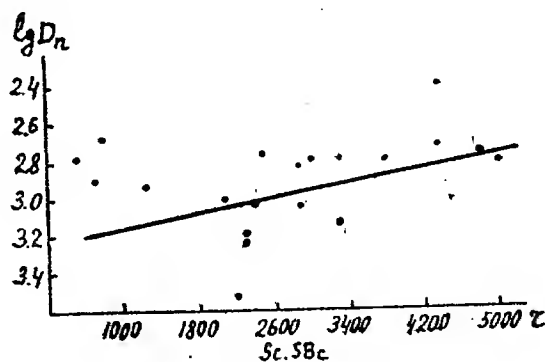
Таблица L ცხრილი

L	ΔS_1	L	ΔS_1	L	ΔS_1	Примечания შენიშვნები
20°	33.0	140	39.0	260	32.0	Направление на галактический центр = $320^\circ \pm 40^\circ$ მიმართულება ცენტრზე
40	32.0	160	45.5	280	39.0	
60	34.0	180	44.5	300	49.5	
80	34.0	200	35.0	320	58.0	Направление на антицентр = $140^\circ \pm 40^\circ$ მიმართულება ანტიცენტრზე
100	30.0	220	49.0	340	39.0	
120	26.5	240	43.0	360	43.0	
Среднее საშუალო						39° (18)

Далее, принимая масштаб фотографий (на которых и производили мы измерения) и размер туманностей в дуговой мере по Данверу [72], мы получили величины ядер туманностей в дуговой и затем в линейной мере нашего списка.

На чертеже 24 дается зависимость логарифма линейного диаметра ядра туманностей типов Sc, SBc от расстояния.

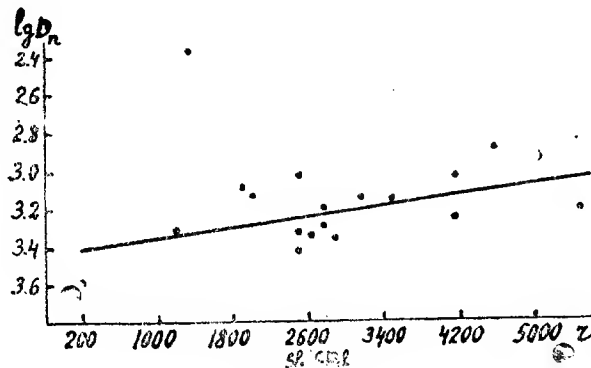
Как видно, с увеличением расстояния диаметры туманностей в среднем уменьшаются. На чертеже видно, что разброс точек довольно большой но, это вызвано главным образом тем, что туманности на самом деле различаются по величинам, а кроме того, и случайные ошибки измерения могут сильно влиять на расстояние точек. Тем не менее мы считаем, что среднюю кривую можно провести довольно уверенно.



Чертеж 24 ნახაზი

¹ Формула (5.5) получена при $M_T = 16^m5$. Согласно работе П. П. Паренного [45], следовало бы для этих типов брать $M_T = -16^m0$ но мы взяли 16^m5 в виду того, что расстояния близких галактик более согласуются с этой величиной M_T .

На чертеже 25 представлена та же зависимость. Для туманностей типа Sb, SBb эти туманности показывают аналогичный эффект, что и туманности типа Sc, SBc т. е. прямые на чертежах 24 и 25 вообще обнаруживают уменьшение линейных диаметров ядер туманностей с расстоянием. Таким образом можем написать: $D_n = F(r)$.



Чертеж 25 ббббб

М. С. Эйгенсон [60] в свое время указал на неправдоподобность эффекта уменьшения линейных диаметров туманностей с расстоянием.

Если взять зависимость Хаббла [84]:

$$m_T + 5 \lg d = \text{const.}, \quad (5.6)$$

где m_T — интегральная величина, а d диаметр туманности в угловой мере, то легко показать, что D не должно меняться с расстоянием. В самом деле, если в уравнении (5.6) d заменить отношением $\frac{r}{D}$ тогда зависимость (5.6) переписывается в виде¹:

$$m_T - 5 \lg r + 5 \lg D = M_T + 5 \lg D = \text{const.}, \quad (5.7)$$

где M_T — интегральная абсолютная величина туманности. Как указано выше, M_T мы приняли постоянным, т. е. $M_T = \text{const} \neq F(r)$.

Таким образом, из (5.7) следует, что D не должно меняться с расстоянием, т. е. на чертежах 24 и 25 прямая должна быть параллельна оси r , а не наклонна, как это получается у нас.

Это явление или эффект, обнаруживаемый и другими исследователями, можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, у близких туманностей заметны слабые объекты в виде звезд, окружающих галактическое ядро, а в далеких туманностях мы видим лишь центральные яркие объекты. В пользу этого говорит то, что с увеличением расстояний туманностей замечается регрессия в их показателях цвета, как это указано в работах [125] и [61].

¹ В нашем случае под D подразумевается диаметр ядра туманностей. Очевидно, что уравнение (5.6) с таким же успехом удовлетворится для ядер, как и для туманностей в целом.

В качестве второй причины для объяснения видимого уменьшения диаметров можно указать на поглощение в межгалактическом пространстве. Здесь можно провести некоторую параллель между туманностями и открытыми звездными скоплениями, у которых видимые диаметры уменьшаются вследствие существования поглощения в Галактике, как это показала К. А. Бархатова [9].

На существование поглощения в межгалактическом пространстве впервые указал М. С. Эйгенсон [60], что затем нашло подтверждение в наблюдениях Стеббинса и Уитфорда [128]. Эти авторы показали, что общее поглощение на 1 миллион парсек достигает 0.03 звездной величины.

Как видно, поглощение незначительно, и поэтому для близких галактик можно им пренебречь.

Наши прямые на чертежах 24 и 25 дают поглощение до нескольких десятых звездной величины на 1 миллион парсек, т. е. на один порядок больше, чем результат указанных авторов. Поэтому надо считать, что наклон прямых никоим образом нельзя объяснить поглощением, а скорее первой причиной, или систематической ошибкой при измерении диаметров ядер.

В конце таблицы XLIX даны измерения двух внегалактических туманностей NGC 4244 и 4565, для которых ω близка к 90° .

Измерения этих туманностей интересны тем, что они видны «сбоку»¹, и поэтому по ним мы можем судить о толщине спиральных рукавов, тогда как в остальных случаях мы видим ширину ветвей в уменьшенном или нормальном виде, ввиду наклона экваториальной плоскости туманностей к лучу зрения. Изучение этих туманностей тем интереснее, что мы находимся вблизи плоскости симметрии Галактики, и можем измерять лишь толщину наших спиралей, поэтому к нашему случаю больше подходят эти туманности, чем туманности, которые видны «сверху» или «снизу». Но, как видно, пользование этими туманностями в полной мере затруднено.

Оказывается, что область, соответствующая нашему местоположению в Галактике ($R=7600$ парсек от центра), на фотографических снимках туманности NGC 4565 не получается, и, следовательно, трудно произвести сравнение.

Несмотря на сказанное, мы попытаемся сделать некоторые сопоставления.

Поскольку туманность NGC 4565 мы видим с ребра, можно измерить, как уменьшается толщина этой туманности, начиная от центра к краям, или перифериям. Угол схождения², под которым уменьшается толщина этой туманности, по нашим измерениям для одной более пологой стороны равен $\alpha=5^\circ$. Если такой же угол вычислить для Галактики, он окажется равным 4° . Эту величину мы получили согласно данным таблицы I, т. е. воспользовавшись угловыми мерами толщины спиралей в направлениях на галактический центр и антицентр. При этом мы допустили, что

¹ Как мы указывали, в виду близкого расположения Солнца к галактическому экватору спирали Галактики мы видим с ребра, т. е. можно сказать, что, хотя мы находимся внутри Галактики, все-таки Галактику видим как-бы сбоку.

² Под углом схождения мы подразумеваем угол, под которым видна малая ось вращения Галактики с края последней.

спирали Галактики расположены на одинаковых расстояниях от нашего местоположения, как в сторону галактического центра, так и антицентра.

В таком случае само расстояние спиралей не имеет значения. Совпадение углов схождения краев Галактики и туманности NGC 4565 следует признать отличным.

Если взять значения П. П. Паренaго [45] для отношения полуосей сфероида Галактики $\frac{C}{A} = 1:7.6$, то для угла ее схождения получим

величину до 15° . Несовпадение последней с величиной в 4° объясняется тем, что 4° получено по угловой мере спиралей, а толщина $2C=3400$ парсек, данная П. П. Паренaго, относится к ядру Галактики. Если для туманности NGC 4565 угол схождения вычислить подобно данным П. П. Паренaго, т. е. по толщине ядра, тогда для этой туманности он окажется равным почти 14° , и мы снова получим хорошее совпадение.

Вообще, половинный угол схождения, согласно нашему определению, равен углу i наклона плоскопараллельных слоев одинаковой звездной плотности к галактической плоскости, данному в работе Ш. Т. Хабблa [52]. По данным последнего автора, для звезд до 18-ой зв. величины наклон получается 12° и 10° , а согласно Орту [100], для слабых звезд $i=10^\circ$. По таблице № 6 в работе [52] i меняется от 3° до 14° , в зависимости от звездных величин рассматриваемых звезд. Это опять-таки указывает на то, что получаемый результат зависит от того, какой части галактики принадлежат рассматриваемые звезды.

Таким образом, если наклон определяется по звездам, находящимся в спиральных Галактики, то для i получаем небольшие значения, а если в определениях принимают участие звезды, находящиеся в сферическом ядре Галактики, то—большие. Следовательно, причина та же самая, о которой говорилось выше.

Таким образом, половинный угол схождения, полученный нами, хорошо совпадает с углом наклона, выведенным другим путем или они, по крайней мере, одного и того же порядка.

Туманность NGC4565 классифицирована как туманность типа Sb, но в этой классификации можно усомниться, поскольку туманность видна с ребра, и в виду этого спираль не выделяются. Поэтому вероятнее всего, что эта туманность типа Sc. Если на нашу Галактику посмотреть с ребра, то она будет подобна туманности NGC 4565.

Приведенное сопоставление Галактики с NGC 4565 указывает на то, что наши оценки толщины спиралей Галактики в угловой мере близки к действительности. Поэтому мы считаем, что тип Галактики Sc оценен нами на основе угловых измерений спиралей также близко к действительности.

Наконец, отметим, что построенные на чертежах 22 и 23 диаграммы и указанный нами эффект уменьшения диаметров с расстоянием на чертежах 24 и 25 следует проверить на оригинальном и более обширном фотографическом материале.

§ 38. Зависимость «показатель сжатия—цвет» для внегалактических туманностей и шаровых скоплений Галактики

С точки зрения космогонических проблем представляет известный интерес, в частности, выяснение вопроса о том, какие из звездных образований—сферические или плоские—являются более молодыми. В Галактике, как установлено еще Бааде [64] и Б. В. Кукаркиным [27], более молодые звезды принадлежат плоской подсистеме, а относящиеся к более поздним спектральным классам (карлики—белые и красные)—сферической.

Таким образом, повидимому, можно заключить, что, в окончательной стадии развития, звездные образования принимают сферическую форму. при допущении, что в начале они образовались в плоских системах. Согласно космогонической теории А. И. Лебединского [31] и Л. Э. Гуревича [20], при образовании галактик в виде звездных соединений, формирование звезд происходит в слое газа и пыли толщиной порядка в 1 парсек. Следовательно, молодые звезды образуют плоскую систему, однако при дальнейшем возмущении Z-компоненты скоростей система медленно стремится к сферической симметрии.

Как известно, молодые звезды характеризуются ранними спектральными классами.

К давно образованным же звездам относятся красные и белые карлики. Впрочем ряд астрономов в последнее время склонны относить белые карлики к самым ранним звездам, т. е. к протозвездам или к только-что родившимся от протозвезд. Несмотря на это, мы останемся на точке зрения, согласно которой белые карлики—постаревшие звезды.

Таким образом, если определять показатели цвета в отдельности для сферических и для плоских образований, мы должны получить положительный (красный) показатель цвета для сферических и отрицательный (голубой) для плоских подсистем. Это так и есть на самом деле, как на это впервые указал Карпентер [70], по которому ядро (сферическая подсистема) спиральных туманностей краснее, а спирали (плоская подсистема) голубее. В. А. Домбровский [22], при спектрофотометрировании туманности Андромеды, не мог обнаружить этого явления, но как он сам отмечает, это не находится в противоречии с Карпентером, поскольку, при наведении на щель спектрографа туманности Андромеды, трудно учесть какая часть ее проваливается в щель, тем более, если при фотографировании непрерывного спектра туманности щель спектрографа открыта шире обычного. Результаты зависят также от того, какой тип внегалактической туманности исследуется. Если взять туманность NGC 224 типа Sb (большая туманность в созвездии Андромеды), можно заранее считать, что указанное явление не будет обнаружено, поскольку, оно больше всего проявляется у туманностей типа Sc. В. А. Домбровский, судя по его работе [22], не склонен считаться с этим, наблюдаемым фактом, располагая при этом же спектрофотометрией лишь одной туманности типа Sb. Возможно, что и таким типам туманностей присущ указанный эффект, как на это указывают Стеббинс и Уитфорд [129], но повидимому он не проявляется так резко, как у туманностей типа Sc.

Принимая во внимание вышесказанное, мы решили выяснить для внегалактических туманностей и шаровых скоплений наличие какой-либо связи между показателем цвета и сжатием. Однако, как было уже указано, разные части, характеризующиеся разным сжатием, в отдельных внегалактических туманностях дают разные показатели цвета, но для интегрального излучения связь между показателем цвета и сжатием не была до сих пор рассмотрена (если не принимать во внимание связь «показателя цвета—тип», которая имеет косвенное отношение к поставленной задаче).

В этом параграфе мы покажем наличие некоторой корреляции между сжатием и показателем цвета, найденной нами для внегалактических туманностей на основе нашего материала, а также для шаровых скоплений—по материалам Стеббинса и Уитфорда [123].

Для внегалактических туманностей показатель сжатия n был вычислен нами на основе формулы:

$$n = 10 \frac{a - b}{a} \quad (5.8)$$

где a и b большая и малая ось изучаемого объекта в проекции плоскости, перпендикулярной к лучу зрения.

Значения больших и малых осей туманностей нами были взяты из каталога Шепли и Эймса [116]. При вычислении показателей сжатия значения a и b брались в минутах дуги.

После определения показателей сжатия внегалактических туманностей, мы сгруппировали их по отдельным типам согласно Хаббл [86], с целью установить зависимость «сжатия-цвет» отдельно для E (эллиптических), SBa, SBb, SBc и S (без значка) туманностей. Типы туманностей Sa, Sb и Sc указанную зависимость вовсе не показали.

Средние значения показателей цвета в зависимости от показателей сжатия даются в таблице LI.

Таблица LI

Тип туманности	Сжатие n								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
E	0.93(23) ± .04	1.03(8) ± .07	0.96(14) ± .04	0.95(11) ± .06	0.91(7) ± .05	0.94(5) ± .02	0.83(5) ± .05	0.82(6) ± .03	—
E, E:	0.87(29)	0.96(10)	0.92(17)	0.95(19)	0.83(9)	0.94(5)	0.83(5)	0.82(6)	—
SBa, SBb, SBc	0.78(3)	0.98(4)	0.81(3)	0.99(2)	0.91(3)	0.79(4)	1.01(2)	0.98(7)	0.79(6)
S	0.70(14)	0.63(4)	0.39(4)	0.65(18)	0.67(6)	0.75(15)	0.69(8)	0.73(12)	0.56(8)

Как видно из этой таблицы, корреляция между сжатием и цветом почти незаметна. Однако, отметим, что при таком статистическом рассмотрении вопроса тесную корреляцию «сжатие-цвет» и не следует ожидать.

Для пояснения сказанного примем пока такое допущение, по которому внегалактические туманности, имеющие показатели сжатия, близкие к нулю (т. е. представляющие сферу), самые красные, а имеющие сжатие около 9 (т. е. представляющие почти плоскую систему) имеют голубой цвет. Это соответствовало бы тому, что требует космогоническая теория А. И. Лебединского.

Однако, ввиду того, что внегалактические туманности могут быть как угодно ориентированы к лучу зрения, то в таком случае, туманность имеющая на самом деле сжатие 9, (т. е. являющаяся плоским образованием), может случиться, что видна «сверху» или «снизу», и нам будет казаться, что она круглая, и поэтому мы получим, для ее сжатия 0. Таким образом, если туманность типа Sb или Sc имеет сжатие 0, это еще ничего не говорит о действительном положении вещей, а скорее указывает на то, что на эту туманность мы смотрим «сверху» или «снизу» и она не является сферическим образованием. Поэтому в таблице LI столбцы показателей сжатия 0, 1, 2, 3, 4 и 5 не могут реально характеризовать действительное положение вещей; повидимому с этим и связано то, что вероятная ошибка среднего значения цвета (дисперсия) для этих показателей сжатия больше, чем для сжатия 7 и 8, т. е. в эти столбцы попадали такие туманности, которые на самом деле сферические (красные) и плоские (белые), следовательно, получалась большая пестрота показателей цвета, что и увеличивало дисперсию.

Совсем другое дело когда мы рассматриваем столбцы показателей сжатия 7, 8 и 9, поскольку, в связи с любой ориентацией туманностей к лучу зрения, в столбец сжатия 9 могут попасть только лишь туманности, имеющие сжатие 9 или 10, но никак не туманности, которые на самом деле имеют показатели сжатия меньше 9-ти.

Таким образом, согласно вышесказанному, в таблице LI мы должны принять как надежные—значения, соответствующие сжатиям 7, 8, 9 и редко—6. В случае эллиптических туманностей можно верить значениям, соответствующим сжатию 5, поскольку, эллиптические туманности на самом деле являются менее сжатыми объектами, т. е. являются, более или менее, сферическими образованиями.

Если принять, таким образом, во внимание все вышесказанное, то можно заключить, что эллиптические туманности показывают уменьшение показателя цвета начиная с сжатия 5 до 8. Примерно такой же ход показывают и внегалактические туманности SBa, SBb и SBc, а также туманности S (без значка:). Следовательно, результаты таблицы LI говорят в пользу космогонической теории А. И. Лебединского [31], согласно которой самыми молодыми являются те внегалактические туманности, которые имеют большие показатели сжатия, и на самом деле звезды образуются в довольно тонком слое газа и пыли межгалактической или межзвездной среды.

Это заключение не противоречит теории В. А. Амбарцумяна и Б. Е. Маркаряна [2,6] согласно которой звезды образуются в ассоциациях, поскольку, ассоциации расположены близ галактической плоскости и являются молодыми образованиями. Нет противоречия также с представлениями Б. А. Воронцов-Вельяминова [18] о распределении горячих гигантов.

Наряду с показателями сжатия внегалактических туманностей, мы также вычислили показатели сжатия шаровых скоплений, или вернее воспользовались показателями их эллиптичности, данными в книге Шепли [115]. За эллиптичность шарового скопления Шепли принимает отношение $10 \frac{b}{a}$ где a и b большая и малая оси объекта; следовательно,

эллиптичность по Шепли связывается с показателем сжатия согласно равенству (5.8) следующим образом:

$$10 \frac{b}{a} = 10 - n \quad (5.9)$$

Таким образом, чтобы получить сжатие для шарового скопления, надо значение эллиптичности вычесть из 10.

Соотношение сжатие-цвет для шаровых скоплений дается нами в таблице ЛII. При составлении последней мы воспользовались электрофотометрическими показателями цвета Стеббинса и Уитфорда [123].

Таблица ЛII ცხრილი

NGC	C_2	n	NGC	C_2	n	NGC	C_2	n	ПЦ	Сжатие შებრტყეულობა		
										0.0	1.0	2.0
288	-0.11	1.0	6093	-0.11	0.0	6426	-0.06	1.0	C_2	-0.08(9)	-0.10(16)	-0.12(5)
2419	-.24	1.0	6121	-.06	1.0	6809	-.17	1.0		$\pm .03$	$\pm .014$	$\pm .016$
4147	-.10	0.0	6144	.00	2.0	6864	-.06	1.0	C_1	-0.13(9)	-0.17(16)	-0.20(5)
5024	-.11	1.0	6171	+.10	1.0	6934	-.13	1.0				
5272	-.08	2.0	6205	-.08	0.5	6981	-.10	0.0				
5466	-.08	1.0	6212	-.07	0.0	7006	-.16	0.0				
5634	-.11	1.0	6229	-.12	0.0	7078	-.14	1.0				
5824	-.11	0.0	6254	-.05	1.0	7089	-.11	1.0				
5897	-.11	2.0	6341	-.17	2.0	7099	-.05	1.0				
5904	-0.09	1.0	6366	+0.15	0.0	7492	-0.23	1.0				

Как видно из этой таблицы, нам не удалось воспользоваться всеми шаровыми скоплениями списка Шепли, во-первых потому, что у Стеббинса и Уитфорда не для всех скоплений этого списка даются показатели цвета, во-вторых, для нашей цели не подходили те шаровые скопления, которые были ближе к галактической плоскости, ввиду большого искажения их цвета, из-за межзвездного поглощения.

Ввиду этого, мы опустили шаровые скопления, которые имели галактическую широту $\pm 15^\circ$ и меньше. После такого отбора, для статистики осталось всего лишь 30 шаровых скоплений, которые и приводятся в таблице ЛII. Показатели цвета шаровых скоплений были исправлены за поглощение по косеканс-закону, принимая для полярной части Галактики избирательное поглощение равным $0^m.03$ в системе показателей цвета Стеббинса и Уитфорда [123] C_2 . Как известно из той же работы, система C_2 связана с системой C_1 таким образом:

$$C_1 = 1.682 C_2 \quad (5.10)$$

Так что, при надобности, данные в таблице ЛII показатели цвета, исправленные за межзвездное поглощение, можно привести к системе C_1 .

В правой части таблицы ЛII дана зависимость «сжатие-цвет». Из нее ясно видно, что между сжатием и цветом существует определенная зависимость, т. е. шаровые скопления, имеющие сжатие равное нулю, краснее, чем те, для которых сжатие равно 1 и 2.

Посмотрим, нет ли противоречий в результатах относительно внегалактических туманностей и шаровых скоплений? Повидимому—нет, и более того,—имеется согласие. Правда, в случае внегалактических туман-

ностей, мы отбросили значения показателей сжатия 0, 1, 2, 3 и 4, а в случае шаровых скоплений мы ими пользуемся. Это легко оправдать если вспомнить, что большинство шаровых скоплений встречаются с малыми показателями сжатия, т. е. являются вполне сферическими образованиями, и тем самым, любая ориентация к лучу зрения не может сильно повлиять на связь «сжатие-цвет». Ввиду этого вполне можно воспользоваться данными показателей цвета для сжатий 0, 1 и 2.

В списке Шепли [115] единственное шаровое скопление NGC 273 встречается с показателем сжатия 4, что также подтверждает вышесказанное.

Таким образом, с уверенностью можно сказать, что шаровые скопления тоже показывают связь «сжатие-цвет» и тем самым подтверждается идея, что шаровая форма есть поздняя стадия развития звездных миров, а образование звезд происходит в довольно тонком слое массивного облака газа и пыли.

§ 39. Об одном новом методе определения общего поглощения

Несколько лет тому назад мы предложили новый метод определения пространственных плотностей звезд в Галактике [12]. Впоследствии оказалось, что им можно определять и общее поглощение. Спустя некоторое время, независимо от нас, этот же метод был предложен известным голландским ученым Оортом [99]. В связи с этим на этот метод в настоящее время ссылаются как на метод В а ш а к и д з е-О о р т а.

По этому методу или после обобщения его были определены пространственные плотности звезд, кроме автора этих строк, также О ор т о м [100], М а к-К а с к и [94], С х и л т о м [109], Б. В. К у к а р к и н ы м [26], Ш. Т. Х а б и б у л л и н ы м и другими. Особенно широкое применение нашел этот метод в исследованиях Б. В. К у к а р к и н а.

Этот метод не учитывает изменения функции светимости с расстоянием, а также не дает надежных результатов для низких галактических широт, однако применение его к переменным звездам освобождает метод от этих недостатков. Поэтому большая заслуга Б. В. К у к а р к и н а и состоит в применении этого метода к переменным звездам. Применение метода названными авторами к изучению строения Галактики дало много интересных результатов и надежность его проверена практически.

Ясно, что было бы неуместно излагать в настоящей работе все, касающееся определения пространственных плотностей звезд, целиком, получившее освещение в нашей работе [12], так как настоящее исследование касается, собственно, поглощающей материи. Поэтому мы изложим здесь только ту часть указанной работы, которая заключает в себе определение общего поглощения. При изложении, в начале, будем придерживаться нашей опубликованной статьи. Напишем интегральное уравнение звездной статистики Ш в а р ц ш и л ь д а в виде:

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r) \varphi(M) r^2 dr \quad (5.11)$$

где $A(m)$ —число звезд, заключающееся в единице площади между

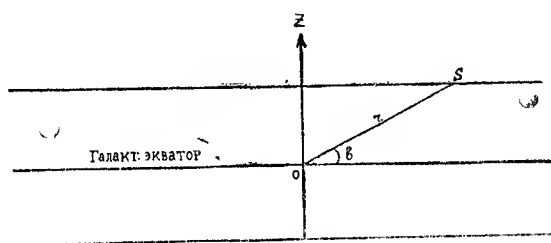
$(m+1/2)$ и $(m-1/2)$, которое связано с числом звезд $N(m)$ до видимой величины m следующим образом:

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm} \quad (5.12)$$

$D(r)$ есть плотность звезд в единице объема, а $\varphi(M)$ — функция светимости.

Предположим, что слои одинаковой звездной плотности в той части Галактики, где находится Солнце, являются плоскостями, параллельными галактической плоскости. При этом допущении звездные плотности в направлении галактического полюса на расстояниях Z_1, Z_2, \dots, Z_n , соответствующих $m_1^{90^\circ}, m_2^{90^\circ}, \dots, m_n^{90^\circ}$, будут соответствовать более слабым величинам $m_1^b, m_2^b, \dots, m_n^b$ на рассматриваемой галактической широте b .

Ввиду этого, в уравнении (5.11), согласно чертежу 26, заменим r через $z \operatorname{cosec} b$.



Чертеж 26 ббббб

Тогда получим:

$$A_b(m) = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^\infty D(z) \varphi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz \quad (5.13)$$

Напишем уравнение Шварцшильда (5.11) для галактического полюса, т. е. для $b=90^\circ$. Будем иметь:

$$A_{\pi}(m) = \omega \int_0^\infty D(z) \varphi(m - 5 \lg z) z^2 dz \quad (5.14)$$

В уравнении (5.14) m заменим через $m - 5 \lg \operatorname{cosec} b$, поскольку мы можем произвести подсчеты как по звездным величинам m , так и по $(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$. В таком случае уравнение (5.14) переписется так:

$$A_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b) = \omega \int_0^\infty D(z) \varphi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz \quad (5.15)$$

Сравнивая между собой уравнения (5.13) и (5.15), получаем:

$$A_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b) = \sin^3 b A_b(m) \quad (5.16)$$

Если $(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$ заменим опять через m , то будем иметь:

$$A_{\pi}(m) = \sin^3 b A_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b) \quad (5.17)$$

Согласно равенствам (5.16) и (5.17) можно констатировать, что звездной величине m на данной галактической широте b , в полюсе Галактики, соответствует более яркая звездная величина $(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$. А данной величине m , в полюсе Галактики, на данной галактической широте, соответствует более слабая величина $(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b)$.

Для выражения, заключенного в скобки, в левой части равенства (5.16) в настоящее время приняты обозначения (Орт [100], П. П. Паренаго [45]):

$$\begin{aligned} m_{90} &= m - 5 \lg \operatorname{cosec} b & (\text{без учета поглощения}) \\ m_{90} &= m - 5 \lg \operatorname{cosec} b - \Delta A & (\text{с учетом поглощения}) \end{aligned} \quad (5.18)$$

где ΔA — дифференциальное поглощение, которое равно:

$$\Delta A = \alpha \beta (\operatorname{cosec} b - 1) \quad (5.19)$$

То-есть взята разность между поглощением на данной широте и поглощением в направлении на галактический полюс. Зависимость (5.19) легко получается из формулы (2.37) (см. § 26). В таком случае уравнение (5.16) принимает более простой вид:

$$A_{\pi} \left(\frac{m_{90}}{2} \right) = \sin^3 b A_b(m). \quad (5.20)$$

Приступим к выводу формул, аналогичных (5.16) и (5.17) для $N(m)$. Величины $\frac{N_{\pi}(m)}{2}$ и $N_b(m)$ выражаются через $\frac{A_{\pi}(m)}{2}$ и $A_b(m)$, как известно, следующим образом:

$$\frac{N_{\pi}(m)}{2} = \int_{-\infty}^m \frac{A_{\pi}(m)}{2} dm, \quad N_b(m) = \int_{-\infty}^m A_b(m) dm. \quad (5.21)$$

Интегрируя обе стороны формулы (5.17) от $-\infty$ до m , будем иметь:

$$\frac{N_{\pi}(m)}{2} = \sin^3 b \int_{-\infty}^m A_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b) dm. \quad (5.22)$$

В правой части этого равенства, заменяя $(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b)$ через μ , будем иметь:

$$\sin^3 b \int_{-\infty}^m A_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b) dm = \sin^3 b \int_{-\infty}^{m + 5 \lg \operatorname{cosec} b} A_b(\mu) d\mu, \quad (5.23)$$

или

$$N_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b) = \int_{-\infty}^{m + 5 \lg \operatorname{cosec} b} A_b(\mu) d\mu.$$

Тогда окончательно получим:

$$\frac{N_{\pi}(m)}{2} = \sin^3 b N_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b). \quad (5.24)$$

В равенстве (5.22), как и выше, заменим $(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b)$ опять таки через m , после чего получим:

$$\frac{N_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} = \sin^3 b N_b(m). \quad (5.25)$$

Вводя в равенство (5.25) обозначение (5.18), перепишем его в более простом виде:

$$\frac{N_{\pi}(m_{90})}{2} = \sin^3 b N_b(m). \quad (5.26)$$

Таким образом, как видно, равенства (5.24), (5.25) и (5.26) вполне аналогичны равенствам (5.14), (5.16) и (5.20), выведенным выше для $A(m)$.

Выведенные формулы, после некоторого обобщения, позволяют определить непосредственно в направлении галактического полюса и для направления данной галактической широты космическое поглощение, как на это было указано автором этих строк [12] и как это было определено Оорт [100]. Для галактического полюса поглощение было определено обобщенной формулой Б. Е. Маркарян [34] (подробно см. ниже). Оорт в своей работе принял значение поглощения в галактическом полюсе как уже известное из исследования внегалактических туманностей.

Выведем формулы для определения общего поглощения в направлении галактического полюса, а также для рассматриваемой широты. С этой целью напишем интегральное уравнение звездной статистики для $N(m)$ с учетом поглощения.

$$N(m) = \omega \int_0^{\infty} D(r) \Phi[m - 5 \lg r - \alpha(r)] r^2 dr \quad (5.27)$$

Заменяя r через $z \operatorname{cosech} b$, как выше, при условии плоско-параллельных слоев, будем иметь:

$$N_b(m) = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} D(z) \Phi[m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b - \operatorname{cosec} b \alpha(z)] z^2 dz \quad (5.28)$$

В уравнении (5.28) функцию светимости $\Phi(m)$ разложим в ряд по формуле Тэйлора и ограничимся двумя членами. В изложении этой части мы будем следовать Б. Е. Маркарян [34], впрочем в несколько измененном виде. Будем сперва иметь:

$$\Phi[m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b - \alpha(z) \operatorname{cosec} b] = \Phi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) - \alpha(z) \operatorname{cosec} b \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) \quad (5.29)$$

Заменяя в (5.28) $\Phi(m)$ согласно (5.29), получим:

$$N_b(m) = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} D(z) \Phi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz - \omega \operatorname{cosec}^4 b \int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) \alpha(z) z^2 dz. \quad (5.30)$$

Для $b = \frac{\pi}{2}$ будем иметь:

$$N_{\frac{\pi}{2}}(m) = \omega \int_0^{\infty} D(z) \Phi(m - 5 \lg z) z^2 dz - \omega \int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z) \alpha(z) z^2 dz. \quad (5.31)$$

Чтобы сравнить (5.31) с (5.30), заменим m , как выше, через $(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$. Тогда равенство (5.31) перепишется в виде:

$$N_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b) = \omega \int_0^{\infty} D(z) \Phi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz - \\ - \omega \int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) \alpha(z) z^2 dz \quad (5.32)$$

Умножая обе стороны уравнения (5.30) на $\sin^4 b$ и вычитая из него (5.32), окончательно получим:

$$\left. \begin{aligned} \sin^4 b N_b(m) &= N_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b) - (1 - \sin b) \frac{B_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} \\ \sin^4 b N_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b) &= N_{\pi}(m) - (1 - \sin b) \frac{B_{\pi}(m)}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5.33)$$

где $N_b(m + 5 \lg \operatorname{cosec} b)$ известно из наблюдений, $N_{\pi}(m)$, согласно уравнению (5.31), учитывает поглощение, т. е. число звезд, которое должно наблюдаться в случае подсчета в направлении галактического полюса. $B_{\pi}(m)$ было бы равным величине $\frac{N_{\pi}(m)}{2}$, если бы отсутствовало по-

глощение, и поэтому им обозначен первый интеграл в правой части уравнения (5.32). В случае, если $\frac{B_{\pi}(m)}{2} = \frac{N_{\pi}(m)}{2}$, формула (5.33) превра-

щается в формулу (5.25), которая является основной формулой метода В а ш а к и д з е-О р т а. Эта формула была также обобщена для наклонных плоско-параллельных слоев Ш. Т. Х а б и б у л л и н ы м [52]¹.

Производя подсчеты на многих галактических широтах и составляя условные уравнения вида (5.33), после решения способом наименьших квадратов, можно получить $\frac{N_{\pi}(m)}{2}$ и $\frac{B_{\pi}(m)}{2}$. Далее, вводя среднюю

величину $\overline{\alpha(z)}$ входящую в формулу (5.31), для данного (m), согласно теореме о среднем значении функции, можно написать:

$$\overline{\alpha_m(z)} = \frac{\int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z) \alpha(z) z^2 dz}{\int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z) z^2 dz} \quad (5.34)$$

Принимая далее во внимание само уравнение (5.31), окончательно можем написать:

$$\alpha_m(z) = \frac{\frac{B_{\pi}(m) - N_{\pi}(m)}{2}}{\frac{B'_{\pi}(m)}{2}} \quad (5.35)$$

¹ Обобщенная Ш. Т. Х а б и б у л л и н ы м формула имеет вид:

$$N_{b,i}(m) = S_{b,i}^3 \frac{N_{\pi}(m - 5 \lg S_{b,i} - \Delta A)}{2},$$

где $S_{b,i} = \frac{1}{\sin b (1 - q \cos(\frac{\pi}{2} - L))}$, а $q = \operatorname{ctg} b \operatorname{tg} i$ (подробно см. [52]).

Формулой (5.35) пользовался Б. Е. Маркарян [34] для определения поглощения в направлении галактического полюса для рассматриваемых звездных величин (подробно см. его статью). В формуле (5.35) $\frac{V_{\pi}(m)}{2}$ является производной от $\frac{b_{\pi}(m)}{2}$ по m .

В другой работе Б. Е. Маркаряна [131] дается определение оптической толщины в направлении галактического полюса на основе суммарной яркости звезд, где также используется уравнение (5.33). Мы не будем подробнее касаться только-что указанной работы, поскольку формулы последней являются некоторым обобщением выведенной нами формулы (5.25), которая и есть основная формула нашего метода.

Целесообразно пользоваться этим методом для получения общего поглощения в отдельных участках Млечного Пути, находящихся на любых b , чем ограничиваться только лишь направлением на галактический полюс. Поэтому ниже, мы выведем для этого случая формулу (5.40), аналогичную (5.35).

С этой целью, для среднего значения $\alpha_{b,m}(r)$, входящего в формулу (5.30), воспользуемся опять-таки теоремой о среднем значении функции. Следовательно, можем написать:

$$\alpha_{b,m}(r) = \alpha_m(z) \operatorname{cosec} b = \frac{\int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) \alpha_{b,m}(r) z^2 dz}{\int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz} \quad (5.36)$$

Равенство (5.36) перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} D(r) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) \alpha_{b,m}(r) z^2 dz = \\ = \alpha_{b,m}(r) \int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz \end{aligned} \quad (5.37)$$

В уравнении (5.30), вместо второго интеграла, в первую часть внесем его значение, согласно (5.37), после чего уравнение переписется так:

$$\begin{aligned} \alpha_{b,m}(r) \operatorname{cosec}^4 b \int_0^{\infty} D(z) \Phi'(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) z^2 dz = \\ = \omega \operatorname{cosec}^3 b \int_0^{\infty} D(z) \Phi(m - 5 \lg z - 5 \lg \operatorname{cosec} b) - N_b(m) \end{aligned} \quad (5.38)$$

Первый член в правой части уравнения (5.38), выражающей число звезд до $(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$ величин, согласно нашей работе [12], равен $\operatorname{cosec}^3 b N_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)$, без учета поглощения. Интеграл в левой части уравнения (5.38), согласно вышесказанному, можно обозначить через $\frac{N'_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}$ и его значение можно получить численным дифференцированием по m из кривой $\frac{N_{\pi}(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}$.

Умножая обе стороны уравнения (5.38) на $\sin^3 b$ и принимая во внимание вышесказанное, мы можем переписать равенство (5.38) в следующем виде:

$$\alpha_b(r) \frac{N'_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} = \frac{N_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} - \sin^3 b N_b(m).$$

Отсюда:

$$\alpha_{b,m}(r) = \frac{\frac{N_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} - \sin^3 b N_b(m)}{\frac{N'_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}} \quad (5.39)$$

Если воспользоваться обозначениями, которые применил Б. Е. Марьян и внести их в формулы (5.39), т. е. $\frac{N_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}$ заменить через $\frac{B_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}$, то формула (5.39) переписется так:

$$\alpha_{b,m}(r) = \frac{\frac{B_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2} - \sin^3 b N_b(m)}{\frac{B'_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}} \quad (5.40)$$

Таким образом, если в формуле (5.40) положить $b = \frac{\pi}{2}$ мы получим формулу (5.35). Очевидно, что формула (5.40) более общая¹, чем формула (5.35).

Учитывая поглощение в направлении на галактический полюс, определенное другими способами, например, по подсчетам внегалактических туманностей, т. е. принимая $\alpha_m(z)$ для галактического полюса заранее известным и вводя обозначения, как выше, можем написать:

$$m_{g0} = m - 5 \lg \operatorname{cosec} b - \alpha_m(z) = m + 5 \lg \sin b - \alpha_m(z) \\ m - 5 \lg \operatorname{cosec} b = m_{g0} + \alpha_m(z)$$

Тогда формула (5.39) переписется еще в следующем виде:

$$\alpha_{b,m}(r) = \frac{\frac{N_\pi[m_{g0} + \alpha_m(z)] - \sin^3 b N_b(m)}{2}}{\frac{N'_\pi[m_{g0} + \alpha_m(z)]}{2}} \quad (5.41)$$

Мы применили формулу (5.39) для получения общего поглощения в фотографических лучах в ряде каптейновых площадок северного полушария Галактики. С этой целью мы использовали каталог показателей цвета звезд в площадках Каптейна, составленный Е. К. Хардзе [55]. Выбор этого каталога оправдывается тем, что после получения по формуле (5.39) значения общего поглощения, мы могли бы сравнить их со значениями общего поглощения, полученными для тех же площадок по избытку цвета, без учета нейтрального поглощения (см. выше).

¹ Если в формуле (5.35) звездную величину (m) заменить через $m - 5 \lg \operatorname{cosec} b$, а затем $\frac{N_\pi(m - 5 \lg \operatorname{cosec} b)}{2}$ через $\sin^3 b N_b(m)$, согласно (5.25), то получим формулу (5.40).

Итак, для подсчета звезд мы выбрали ИПК в количестве одиннадцати площадок №№ 5, 6, 16, 27, 28, 30, 31, 32, 33, 34 и 37. Подсчеты были произведены по звездам спектральных классов А и F. Остальные площадки, находящиеся в указанном каталоге, были нами исключены ввиду того, что они имели широту ниже $b=20^\circ$, а как указывалось уже, наш метод менее точен для низких галактических широт, и, вообще, нежелательно применять его в таких случаях.

Подсчеты для шести площадок, которые мы выбрали для определения в них общего поглощения, даются в таблице III. Остальные пять площадок нами были выделены по признакам широты для вывода значений $N_{\pi}(m - 5 \lg \cos c b)$ и $N'_{\pi}(m - 5 \lg \cos c b)$, входящих в формулу (5.39).

В таблице III даются значения $\sin^3 b N_b(m)$ для данной площадки по аргументу звездных величин, а также подсчитываемые площади в кв. град., приведенные к экватору. Величины $\sin^3 b N_b(m)$ относятся к 1 кв. град.

Таблица III ცხრილი

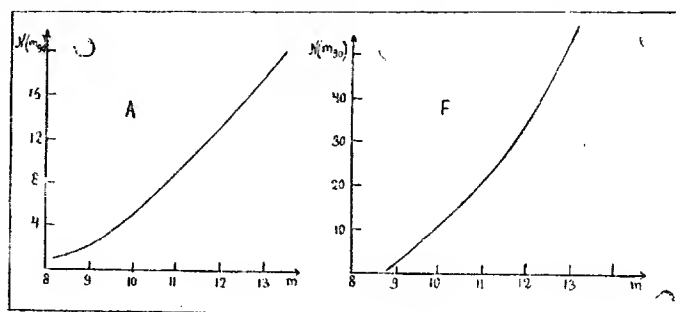
ИПК	А				F					
	10	11	12	13	10	11	12	13	$S_{\text{гр}}^2$	b
6	1.74	1.74	3.48	4.06	1.46	4.64	9.86	17.41	3.50	+36°
15	0.68	1.37	2.74	3.42	2.74	8.22	17.40	17.86	6.00	+48
16	1.93	2.25	2.25	2.58	1.29	3.54	11.92	20.93	5.03	+33
27	1.09	2.19	3.42	4.38	1.23	2.46	3.28	5.34	8.33	+29
28	0.96	2.40	2.40	2.88	3.36	7.69	12.50	26.43	5.18	+39
37	1.39	2.41	2.53	3.04	0.76	1.52	2.79	3.42	8.13	+28

Ниже мы даем таблицу LIV, где помещены значения $N_{\pi}(m - 5 \lg \cos c b)$ и $N'_{\pi}(m - 5 \lg \cos c b)$ соответственно величинам и ИПК. Она составлена при помощи кривых, которые были получены на основе подсчетов звезд в площадках ИПК с наибольшими широтами.

Таблица LIV ცხრილი

ИПК m	6		15		16		27		28		37	
	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$	$N_{\pi/2}$	$N'_{\pi/2}$
А												
10	1.8	1.8	3.4	2.8	1.5	1.5	1.3	1.1	2.0	2.0	—	—
11	4.0	3.6	7.7	4.2	3.5	2.8	2.9	2.2	4.7	4.0	3.0	2.1
12	8.3	4.2	11.8	4.4	7.8	4.2	6.6	4.4	9.0	4.2	6.5	4.0
13	12.6	4.4	16.3	4.4	11.9	4.4	10.7	4.4	11.4	4.4	10.7	4.2
F												
10	2.5	3.0	5.5	8.4	—	—	—	—	3.0	6.0	—	—
11	10.0	9.8	15.0	11.2	8.0	9.2	6.0	8.0	12.0	10.0	6.0	8.0
12	21.0	12.0	27.5	14.0	18.5	12.0	15.0	10.0	23.0	14.0	15.0	10.0
13	33.0	14.5	41.5	18.0	31.0	14.0	28.0	12.0	38.0	16.0	28.0	12.0

Для спектрального класса А подсчеты были произведены в площадках ИПК №№ 5, 31, 32, а для звезд F—в №№ 30, 31, 32, 33 и 34. Окончательные кривые были осреднены по подсчетам в вышеуказанных площадках. Эти осредненные кривые даны нами на чертеже № 27 в небольшом масштабе.



Чертеж 27 бббббб

Заметим, что числа для 1 гр² как в таблице LIII, так и при построении этих кривых были увеличены в 10 раз. Пользуясь вышеприведенными двумя таблицами, мы вычислили для каждой площадки значения среднего общего поглощения, соответствующие зв. величинам от 10 до 13-ой и представленные в таблице LV.

Таблица LV бббббб

ИПК	10 ^m	11 ^m	12 ^m	13 ^m	10 ^m	11 ^m	12 ^m	13 ^m
	A_{ph}				F_{ph}			
6	0.03	0.63	1.14	1.94	0.45	0.50	0.92	1.15
15	0.97	1.52	2.06	2.92	0.32	0.60	0.72	1.30
16	—	0.45	1.31	2.11	—	0.50	0.54	0.72
27	0.19	0.33	0.77	1.45	—	0.44	1.27	1.83
28	0.52	0.57	1.56	1.72	—	0.44	0.75	0.72
37	—	0.20	1.00	1.82	—	0.56	1.22	2.05

Как видно из этой таблицы, общее поглощение увеличивается с расстоянием. Вместе с тем, видно также, что общее поглощение довольно сильно отличается для разных площадок ИПК.

Полученное общее поглощение несколько превышает обычно принятую величину для этого расстояния, хотя П. П. Паренного получил для одного килопарсека еще большую величину, чем та, что получается по таблице LV.

По звездам F, если для них принять $M = +3^m$, общее поглощение на 1 килопарсек получается больше, чем для А. Указанный факт, повидимому, можно объяснить тем, что большая часть поглощающей материи находится главным образом в пределах до 1000 парсек.

В заключение отметим, что изложенный метод дает довольно надежные величины общего поглощения, которые хорошо совпадают с данными.

полученными по внегалактическим туманностям и цефеидам, и таким образом еще раз подтверждается применимость этого метода для наших целей.

§ 40. О размерах межзвездных пылевых туманностей

В связи с тем, что данное исследование посвящено проблеме поглощения, облака пылевых туманностей мы рассматривали лишь как объекты, производящие поглощение. Но, как было сказано в введении к настоящей работе, пылевые облака следует изучать также как самостоятельные объекты Галактики, т. е. изучать, наряду с поглощением света, их другие физические характеристики. В связи с этим теперь нам хотелось бы сделать некоторые замечания об их возможных размерах, а также частично рассмотреть вопрос о роли темных туманностей в образовании других галактических объектов, в связи с их размерами, поскольку эти два вопроса несомненно взаимосвязаны.

В ряде работ П. П. Паренaго [43, 44, 46, 45] дано определение среднего радиуса поглощающих облаков пылевых туманностей. Эти определения, главным образом, основываются на формуле, полученной им самим, а также на работах В. А. Амбарцумяна и Ш. Г. Горделадзе [5], К. Ф. Огородникова [41], Вольфа и других. Согласно данным работы [20] П. П. Паренaго, средний радиус пылегазовых¹ туманностей $R=5$ парсек, а по работам [44, 46, 45], $R=2.7$ парсек. Очевидно, последнее определение следует принять как наиболее близкое к действительности. Согласно таблице № 3 работы [43] П. П. Паренaго, темные туманности могут встречаться в большинстве случаев с радиусами, которые заключаются в пределах от $R=0.5$ парсек до $R=13.5$ парсек. Туманности с радиусами в 13—14 парсек встречаются всего лишь 0.06%, и больше всего их приходится на радиусы 4—5 парсек. Ясно, что пылевые облака мы должны рассматривать вместе с остальными объектами Галактики—как единое целое. Вполне уместно вспомнить здесь чем характеризуется единственно правильный—диалектический, марксистский метод исследования:

«а) В противоположность метафизике диалектика рассматривает природу не как случайное скопление предметов, явлений, оторванных друг от друга, изолированных друг от друга и независимых друг от друга, а как связанное единое целое, где предметы, явления органически связаны друг с другом, зависят друг от друга и обуславливают друг друга».

«б) В противоположность метафизике диалектика рассматривает природу не как состояние покоя и неподвижности, застоя и неизменяемости, а как состояние непрерывного движения и изменения, непрерывного обновления и развития, где всегда что-то возникает и развивается, что-то разрушается и отживает свой век» (Ист. Всесоюз. Ком. Партии (б). Краткий курс, стр. 101, 1938).

В этом аспекте вполне естественно и правильно считать поглощающие облака межзвездной пыли и газа находящимися в непрерывном движении и изменении.

¹ Согласно работе Оорта [101], в Галактике почти в каждом пылевом (темном) облаке имеется смесь газа или галактический субстрат; поэтому говоря о темных туманностях, мы имеем в виду как пыль, так и газ.

Для объяснения эволюции пылевых туманностей, вообще говоря, может быть предложено много гипотез.

Примем как рабочую гипотезу, что образование звезд происходит из темных пылево-газовых туманностей благодаря гравитационной конденсации. Фактически на этой гипотезе основана космогоническая теория А. И. Лебединского [31], Л. Э. Гуревича [20], а также работы В. Г. Фесенкова и Д. А. Рожковского [50]. Эта гипотеза находится в согласии со многими данными звездной астрономии.

С другой стороны нам известно, что из звезд ранних типов, в особенности из звезд типа Р Лебеда или Вольф-Райе, происходит непрерывное выбрасывание вещества, которое должно образовывать туманности в межзвездном пространстве, как это впервые было установлено Б. А. Воронцов-Вельяминовым [17]. Создается впечатление, что происходит непрерывный круговорот вещества между разными его состояниями. Однако, рассматривая этот вопрос, следует избегать схематизации и представлять дело так, что этот круговорот много раз повторяется в течение жизни самой Галактики. Возможно, что процесс образования звезд из туманностей связан с процессом формирования самой Галактики и туманности, наблюдаемые в настоящее время, остались с той эпохи, когда Галактика находилась в стадии своего формирования. Однако, как указывают В. А. Амбарцумян [2] и А. И. Лебединский [33] и в настоящее время происходит образование звезд из этих туманностей. Принимая это во внимание, можно произвести некоторые расчеты, указывающие на правдоподобность предложенной гипотезы и благодаря этому представить вероятные размеры пылево-газовых диффузных туманностей.

В наших расчетах мы принимаем плотность пылевых туманностей, по работе П. П. Паренного [46], равной $\rho_n = 3 \cdot 10^{-24}$ гр/см³.

Оказывается, что если пылевую туманность, имеющую $R = 2.7$ парсек и плотность $\rho_n = 3 \cdot 10^{-24}$ гр/см³ сжать до радиуса красного сверхгиганта $R_k = 800 R_\odot$, то получим звезду с плотностью $\rho_k = 10^{-8}$ гр/см³. Эта плотность на самом деле совпадает с плотностью красного сверхгиганта. Если для R_k принять другие размеры, получится некоторое иное значение для плотности, однако, порядок плотности все-таки останется тот же¹.

Пользуясь формулой;

$$R_N = R_k \sqrt[3]{\frac{\rho_k}{\rho_n}}, \quad (5.42)$$

мы можем вычислить радиусы пылевых туманностей, имеющих массы,

¹ Согласно В. Г. Фесенкову [49], звезды рождаются в газовой-пылевой волокнах диффузных туманностей, имеющих плотности в среднем $\rho = 10^{-19}$ гр/см³, а диффузные туманности эволюционируют от обычного типа газовой-пылевой туманностей до диффузных туманностей волокнистого типа. Из волокон звезды образуются в виде цепочек, и последние смешиваются с общим фоном звезд.

Эта очень заманчивая гипотеза, как нам представляется, не может объяснить образования сферических скоплений, а также не исключает возможности образования звезд в пылево-газовых туманностях обычного типа, т. е. пока еще они не дожили до туманностей волокнистого типа. Вообще следует отметить, что пока еще нельзя считать установленным какой тип диффузных туманностей принадлежит более ранней стадии развития — волокнистый или обычный.

равные массам звезд, открытых и шаровых скоплений, а также массе звездного облака и Галактики, подразумевая, что из этих туманностей образуются соответствующие объекты. При вычислениях мы приняли следующие массы галактических объектов, выраженные в массе Солнца, которая равна $M_{\odot} = 1.98 \cdot 10^{33}$ гр. Правда, в них есть некоторый произвол, но, так или иначе, эти величины отвечают общеизвестным данным.

Красные сверхгиганты	$3.5 M_{\odot}$
Открытые скопления	$100 M_{\odot}$
Шаровые скопления	$500.000 M_{\odot}$
Звездные облака	$10^9 M_{\odot}$
Галактика	$13 \cdot 10^{10} M_{\odot}$

Но отметим, что для образования галактик, пылевые туманности должны находиться в межгалактическом пространстве. Так как поглощение в межгалактическом пространстве очень мало по сравнению с галактическим, плотность пылевых туманностей в межгалактическом пространстве следует принять, по крайней мере, в 1000 раз меньшей, чем мы имеем для галактических пылевых туманностей, т. е. $\rho = 3 \cdot 10^{-24}$ гр/см³. В связи с этим, для пылевых туманностей межгалактического пространства мы исходили из плотности $3 \cdot 10^{-27}$ гр/см³.

Если принять для вышеуказанных объектов приведенные значения масс и плотностей, и, вместе с тем, в первом приближении туманности считать сферическими (согласно теории А. И. Лебединского, при образовании звезд из газа и пыли, указанные облака должны быть довольно тонкими, чтобы могла происходить гравитационная конденсация), получим таблицу LVI для радиусов темных пылево-газовых туманностей, вычисляемых по формуле:

$$R_N = \sqrt[3]{\frac{3n M_{\odot}}{4\pi \rho_N}}, \quad (5.43)$$

где n число принятых масс, M_{\odot} солнечная масса, ρ_N плотность рассматриваемой туманности.

Таблица LVI

№	О б ъ е к т	R_N
1	Образующий звезды — красные сверх-гиганты	2.7 парсек
2	„ открытые звездные скопления	8.2 „
3	„ шаровые звездные скопления	140.0 „
4	„ звездные облака	1800.0 „
5	„ галактики	90000 „

Исходя из этих радиусов пылево-газовых туманностей, рассмотрим вопрос о возможности их наблюдения в мировом пространстве.

Очевидно, пылево-газовая туманность, соответствующая № 5 в таблице LVI, может встретиться только лишь в метagalacticком прост-

ранстве и ее можно обнаружить, по всей вероятности, по наблюдениям внегалактических туманностей. В настоящее время слишком мало известно о поглощении в метагалактическом пространстве, для того, чтобы быть в состоянии обнаружить пылевую туманность под № 5. Поэтому этот пункт следует отбросить.

Объекты № 4, по всей вероятности, отсутствуют в нашей Галактике в виду того, что последняя—довольно развитая спиральная туманность и, надо думать, что образование звездных облаков как целых в данный момент не имеет места. Поэтому объекты под № 4 не должны наблюдаться и его также следует отбросить.

Объекты с радиусами, соответствующими № 3 в таблице, также должны быть редкостью в Галактике. На это указывает малочисленность шаровых звездных скоплений в Галактике по сравнению с другими объектами Галактики. Поэтому объекты № 3 также следует отбросить или можно сказать, что обнаружение пылевых туманностей данного размера очень мало вероятно. Относительно шаровых скоплений можно даже сказать, что они в миниатюре являются как-бы внегалактическими эллиптически-ми E_0 туманностями.

Туманности с размерами № 2 довольно часто можно наблюдать в Галактике. В пользу этого говорит и то, что открытых звездных скоплений во много раз больше по численности, чем шаровых. В настоящее время их число, согласно данным [45], доходит до 500. Если судить по частоте встречаемости пылевых туманностей с радиусами № 2, в сравнении с частотой № 3 (см. работу [43]), можно предположить, что число 500 весьма преуменьшено, и в дальнейшем мы можем ожидать быстрый рост его.

Туманности под № 1 должны встречаться чаще всего, и во столько раз преобладать численно над туманностями других размеров, во сколько раз звезды преобладают над другими объектами Галактики.

Туманности, отклоняющиеся от среднего размера ($R=2.7$ парсек), будут создавать звезды с массами, отличными от масс красных сверхгигантов. Это последнее и может быть причиной того, что с самого начала образования, звезды попадают в разные точки ветви гигантов, а затем переходят в разные точки главной последовательности на диаграмме спектр-светимость. Подобное представление находится в согласии с высказываниями В. А. Амбарцумяна в работе [2].

Судя по размерам пылевых туманностей, согласно таблице LVI нужно предположить, что все туманности № 2, № 3, № 4 и № 5 состоят из отдельных единиц туманностей размера № 1, т. е. большие туманности не являются однородными и непрерывными, а состоят из единичных туманностей № 1 с размером порядка $R=2.7$ парсек. Поэтому их средние плотности должны быть меньше средней плотности туманности № 1 и радиусы больше, чем значения, приведенные в таблице LVI.

Радиусы туманностей велики по сравнению с радиусами объектов, образуемых ими. Согласно А. И. Лебединскому [31] эти туманности, как указано выше, в то же время должны быть тонкими, а в таком случае радиусы темных туманностей, данные в таблице LVI, намного увеличатся так, что табличные данные надо считать нижними пределами. Поэтому приходится допускать, что туманность до образования объекта сжимается. Уменьшение размера туманности, нам кажется, происходит

сначала довольно медленно, но в момент образования объектов—скачкообразно. Подобное скачкообразное образование космических объектов следует считать в согласии с диалектическими законами развития явлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проблеме галактического поглощения посвящается очень много разнообразных работ. В результате выполняемых исследований, особенно советскими учеными, для которых характерны планомерность и целеустремленность в исследованиях, значительно развиваются как теория, так и наблюдения в этой области. Однако нужно отметить, что предстоит еще много работы для возможно полного изучения этой важной проблемы. До сих пор в основном выполнено следующее: 1. Определены коэффициенты как избирательного, так и общего поглощения на 1 килопарсек; 2. изучено поглощение для отдельных участков Млечного Пути; 3. проведена спектральная классификация для ярких звезд по всему небу, а в нескольких десятках каптейновых площадок проклассифицированы слабые звезды до 13 зв. величины. Все это было необходимо для изучения поглощения в целом.

В дальнейшем необходимо: 1. изучать избирательное поглощение до больших глубин Галактики; 2. изучать поглощение более детально в особо интересных участках Млечного Пути, так как такие участки изучались до сих пор преимущественно лишь по ярким звездам; 3. классифицировать спектры слабых звезд; 4. определять расстояния до слабых звезд и пр.

В отношении нашей работы мы должны отметить, что для дальнейшего ее развития в этом направлении необходимо следующее. Во-первых,—распространить определения показателей цвета внегалактических туманностей на южное полушарие. Если даже ограничиться определением показателя цвета до предельной величины нашего каталога, то число туманностей можно еще увеличить вдвое, что несомненно сделает полученные результаты более надежными, а также даст возможность изучить новые участки Млечного Пути. Во-вторых, необходимо также определять показатели цвета для слабых внегалактических туманностей на низких галактических широтах и в галактических окнах. Все это может дать много нового о галактическом поглощении.

Мы считаем, что дальнейшие определения показателей цвета долгопериодических цефеид, особенно—слабых, являются весьма необходимыми. Изучая межзвездное пространство близ плоскости Галактики, с помощью слабых цефеид, и в окнах Галактики, по внегалактическим туманностям, мы сможем решить также вопрос о том, насколько однородно распределено поглощающее вещество в Галактике. Такое исследование особенно интересно поставить в направлении на галактический центр и близ этого направления.

Однако, производить определение показателей цвета для очень слабых цефеид на анабerrационной камере нежелательно, ввиду небольшого масштаба, затрудняющего отождествления и измерения, тем более, что цефеиды в большинстве случаев находятся в областях, где звезды обильны.

Закон поглощения требует еще дополнительного изучения. В данное время еще не установлено окончательно, какому закону подчиняется

поглощение. В законе $\lambda^{-\alpha}$ для α требуется брать значения единицы или величины, изменяющейся в широких пределах. Можно предположить, что, поскольку значение α зависит от диаметра рассеивающих частиц, то закон этот может зависеть от распределения этих частиц по галактическим координатам (l , b , r). В связи с этим необходимы детализированные исследования закона поглощения и определения значений α .

Если допустить, как отмечалось в § 40, что пылево-газовые туманности сжимаются, то мы должны наблюдать увеличение плотности от туманностей больших размеров к туманностям меньших размеров (конечно, это не относится к туманностям, которые с самого начала были малых размеров). Очевидно, увеличение плотности туманностей должно проявляться в увеличении для них коэффициента поглощения. В пользу этого говорит между прочим, и работа Бока и Бейли [68], посвященная исследованию поглощения в весьма малых темных туманностях. Если с помощью наблюдательных данных мы сможем получить указанную зависимость, это будет подтверждением правдоподобности описанной в § 40 гипотезы.

С космогонической точки зрения интересно также выяснение вопроса — одинакова ли плотность для всей темной туманности или она меняется от центральной части в направлении к краям туманности. С этой целью в Абастуманской обсерватории делаются опыты определения коэффициента поглощения в разных частях туманностей, от центра — к краю, т. е. до границы между темной и светлой областями Млечного Пути.

Изучение перечисленных задач, в частности, выяснение зависимости степени поглощения от размеров пылевых туманностей и изменения поглощения вдоль видимой поверхности туманности, может принести большую пользу изучению космогонических проблем.

Статистические исследования в звездной астрономии всегда могут способствовать наблюдательным работам, указывая участки Млечного Пути, представляющие наибольший интерес. Метод, примененный мною и Ортом, следует еще обобщить и применить к более многочисленным объектам Млечного Пути, чем это сделано до сих пор.

Проблема галактического поглощения, являющаяся одной из наиболее актуальных задач современной звездной астрономии и астрофизики, и в дальнейшем должна быть объектом усиленного и всестороннего изучения, в котором должны участвовать, по-возможности, все наши обсерватории.

В заключение, автор должен отметить, что настоящее исследование потребовало выполнения большого объема наблюдений и вычислений. В них принимали участие сотрудники обсерватории И. Ф. Алания, Р. Д. Болокадзе, Э. Я. Дolidзе, М. И. Зарандия и другие. Всем им автор приносит благодарность.

Мы признательны и Е. К. Харадзе, с которым нас объединяет общность тематики, за ценные замечания, сделанные им при ознакомлении с рукописью настоящей работы.

Март, 1952

ЛИТЕРАТУРА—ԼՐԵՐԱԴՐԱԿ

1. Амбарцумян В. А. Бюлл. Абаст. Obs. № 4, 17, 1940.
2. « Эволюция звезд и астрофизика. 1947.
3. « АЖ 26, 320, 1949.
4. « Изв. АН СССР (сер. физ.), 14, 1, 1950.
5. Амбарцумян В. А., Горделадзе Ш. Г. Бюлл. Абаст. Obs. № 2, 37, 1938.
6. Амбарцумян В. А. и Маркарян Б. Е. Сообщ. Бюрак. Obs. № 2, 1949.
7. Бадалян Г. С. Сообщ. Бюрак. Obs. № 8, 1951.
8. Балаховский И. А., Газе В. Ф., Изв. Пулк. obs. 14, № 2, (119), 1935.
9. Бархатова К. А. АЖ 26, № 4, 251, 1949.
10. « АЖ 26, № 4, 256, 1949.
11. Бугославская Е. Я. Фотографическая Астрометрия, 1947.
12. Вашикидзе М. А. Бюлл. Абаст. Obs. № 1, 87, 1937.
13. « Бюлл. Абаст. Obs. № 4, 27, 1940.
14. « Бюлл. Абаст. Obs. № 7, 1, 1943.
15. « Бюлл. Абаст. Obs. № 6, 57, 1942; № 8, 26, 1945.
16. Вашикидзе М. А., Харадзе Е. К. Сообщ. Груз. Фил. АН СССР, 1, № 9, 673, 1940.
17. Воронцов-Вельяминов Б. А. Газовые туманности и новые звезды. 1948.
18. « АЖ 28, № 1, 43, 1951.
19. Гордладзе Ш. Г., Харадзе Е. К. Бюлл. Абаст. Obs. № 3, 133, 1938.
20. Гуревич Л. Э. ДАН СССР, 79, № 6, 1951.
21. Гурзадян Г. А. АЖ 26, № 6, 329, 1949.
22. Домбровский В. А. Уч. Зап. ЛГУ (сер. мат.), вып. 22, № 136, 167, 1950.
23. Калинин А. А., Красовский В. И., Никонов В. Б. ДАН СССР, 66, № 1, 25, 1949.
24. Катушев Я. М., Шеберстов В. И. Основы теории фотографических процессов. 1944.
25. Кукаркин Б. В. АЖ 17, № 1, 13, 1940; 17, № 1, 19, 1940.
26. « АЖ 24, № 5, 269, 1947.
27. « Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. 1949.
28. Кукаркин Б. В. Паренаго П. П. Переменные звезды, 1, 50, 1937.
29. « Общий каталог переменных звезд. 1948.
30. Лавдовский В. В. Изв. Пулк. obs. 16 (4), № 133, 1, 1941.
31. Лебединский А. И. ДАН СССР, 79, № 1, 1951.
32. « ДАН СССР, 79, № 3, 1951.
33. « ДАН СССР, 84, № 1, 1952.
34. Маркарян Б. Е. ДАН Арм. ССР, 4, № 1, 1946.
35. « ДАН Арм. ССР, 4, № 5, 1946.
36. Марков А. В. Изв. Пулк. Obs. 18, (3) № 144, 1950.
37. Мельников О. А. Пулк. Цирк. № 21, 3, 1937.
38. « Труды Пулк. obs. 64, сер. II, 1950.
39. Никонов В. Б. Бюлл. АИ 46, 165, 1939.
40. Огородников К. Ф. ДАН СССР, 19, № 1, 41, 1938.
41. « Изв. Пулк. Obs. 16(3), № 132, 1939.
42. Огородников К. Ф., Добровольский О. В. Пулк. Цирк. 28, 19, 1940.
43. Паренаго П. П. АЖ 17, № 4, 1940.
44. « АЖ 22, № 3, 1945.
45. « Курс звездной астрономии, II изд. 1946.
46. « Усп. Астр. Наук 4, 69, 1948.
47. Тихов А. Г. Изв. Рус. Астр. Общ., вып. 14, № 5, 161, 1908.
48. Фесенков В. Г. АЖ 12, 309, 1935.
49. « Изв. АН СССР, 16, № 6, 1952.
50. Фесенков В. Г., Рожниковский Д. А. АЖ 29, № 4, 1952.
51. Флоря Н. Ф. Труды ГАИШ, 16, 4, 1949.
52. Хабибуллин Ш. Т. АЖ 26, № 4, 1949.
53. Харадзе Е. К. Бюлл. Абаст. obs. № 4, 39, 1940.
54. « Бюлл. Абаст. Obs. № 4, 53, 1940.

55. Харадзе Е. К. Бюлл. Абаст. Обс. № 6, 1, 1942; № 7, 99, 1943; № 8, 71, 1946.
56. Харадзе Е. К. Бюлл. Абаст. Обс., № 12, 1, 1952.
57. Шайн Г. А., Газе В. Ф. Изв. Крым. Обс. 6, 3, 1951.
58. Шайн Г. А., Добронравин П. П. Пулк. Цирк. № 28, 5, 1939.
59. Шаров А. С. АЖ 29, № 1, 1952.
60. Эйгенсон М. С. Пулк. Цирк. № 25, 13, 1939.
61. « АЖ 26, № 5, 1949.
62. Курс Астрофизики и Звездной Астрономии (Пулковский курс) часть I, 1951.
63. Aller L. H., Trumpler R. I. PASP 51, 339, 1939.
64. Baade W. AphJ 100, 137, 1944.
65. Beals C. MN 102, 96, 1942.
66. Berman L. MN 95, 890, 1936.
67. Bok B. J. The distribution of the stars in space, 100, 1937.
68. Bok B. J., Reilly E. F. AphJ 105, 255, 1947.
69. Bottlinger K. F. Galaktischer Atlas. 1937.
70. Carpenter E. F. PASP 43, 294, 1931.
71. Cellins O. C. AphJ 86, 529, 1937.
72. Danver C. Lund Obs. Ann. N 10, 1942.
73. Evans J. W. AphJ 93, 275, 1941.
74. Fabry Ch. (Фабри III.). Общее введение в фотометрию (рус. перевод). 1934.
75. Gliese W., Wolter K. ZfAph 29, 94, 1951.
76. Götz F. W. AN 255, 63, 1935.
77. Greenstein J. L. AphJ 85, 242, 1937.
78. Hall J. S. AphJ 85, 145, 1937.
79. Hall J. S., Mikessell A. H. AJ 54, 187, 1949.
80. Henyey L. G. AphJ 84, 609, 1936.
81. Heyden F. J. AphJ 106, 325, 1947.
82. Hubble E. Contr. Mt Wils. Obs. N 241, 1922.
83. " AphJ 56, 162, 1922.
84. " Contr. Mt Wils. Obs. N 324, 1926.
85. " AphJ 79, 8, 1934.
86. " The realm of the nebulae. 1936.
87. Hubble E., Humason M. L. Contr. Mt Wils. obs. 427, 1931.
88. Hulst Van de H. C. AphJ 112, 1, 1950.
89. Hunter A., Martin E. G. MN 100, 669, 1940.
90. Hvde E. P., Cady F. E., Forsythe W. E. AphJ 42, 294, 1915.
91. Jeans J. H. Astronomy and Cosmogony. 1929.
92. Joy A. H. AphJ 9, 356, 1939.
93. Lindblad B. PASP 63, 133, 1951.
94. Mc Cuskey S. W. AphJ 89, 568, 1939.
95. Merrill P. W., Sanford R. F. AphJ 87, 118, 1938.
96. Meyer W. F. Bull. Lick. obs. 10, 68, 1920.
97. Ohlsson J. Lund obs. Ann. 3, 1932.
98. O'Keefe J. A. AphJ 94, 353, 1941.
99. Oort J. H. Ann. d'Aph. 1, 71, 1938.
100. " Bull. Astr. Inst. Netherl. 8, 233, 1938.
101. " MN 106, 159, 1945.
102. Oort J. N., Oosterhoff P. Th. Bull. Astr. Inst. Netherl. 9, 325, 1942.
103. Pannekoek A. Publ. Astr. Inst. Univ. Amsterd. № 3, 1933.

104. Ribaud G. (Рибо Г.) Оптическая пирометрия (рус. перевод), 1934.
105. Ross F. E. *AphJ* 84, 241, 1936.
106. Ross F. E., Calvert M. R. *Atlas of the Milky Way*. 1934.
107. Rudnic J. *AphJ*. 83, 394, 1636.
108. Schattschneider E. A. *AN* 264, 165, 1937.
109. Schilt J. *AJ* 52, N 4, 94, 1946.
110. Schwassmann A., Rhijn P. j. van. *Spektral-Durchmusterung der 115 nördlichen Kapteyn'schen Eichfelder*. P. I. (Eichfeld I bis 19). 1935; P. II. (Eichfeld 20 bis 43). 1938.
111. Seares F. H. *Comm. Mt. Wils. obs.* № 33, 1916.
112. Seares F. H., Humason M. L., Joyner M. C. *PASP* 43, 53, 1931.
113. Seares F. H., Joyner M. C. *AphJ* 98, 261, 1943.
114. Seares F. H., Ross F. E., Joyner M. C. *Publ. Carnegie Inst.* № 532, 1941.
115. Shapley H. *Star Clusters* (Harv. obs. Monographs). 1930.
116. Shapley H., Ames A. *HA* 88, 43, 1932.
117. Spitzer L. Jr. *AphJ* 93, 369, 1941; 94, 232, 1941; 95, 329, 1942.
118. Spitzer L. Jr., Turkey J. W. *AphJ* 114, 187, 1951.
119. Stebbins J., Huffer C. M. *Publ. Washb. obs.* 15, N 5, 217, 1934.
120. Stebbins J., Huffer C. M., Whitford A. E. *AphJ*. 90, 209, 1439.
121. " " " *AphJ* 91, 20, 1940.
122. " " " *AphJ* 92, 193, 1940.
123. Stebbins J., Whitford A. E. *AphJ* 84, 132, 1936.
124. " " *AphJ* 86, 247, 1937.
125. " " *Contr. Mt Wils. obs.* N 547, 1937.
126. " " *AphJ* 106, 235, 1947.
127. " " *AphJ* 53, 204, 1948.
128. " " *AphJ* 108, 413, 1948.
129. " " *AphJ* 115, 284, 1952.
130. Strömberg B. *Handb. d. exper. Physik*, 26, 504, 1937.
131. Struve O., Elvey C. T., Keenan P. C. *AphJ* 77, 274, 1933.
132. Struve O., Keenan P. C., Hyneck J. A. *AphJ* 79, 1, 1934.
133. Trumpler R. J. *PASP* 42, 214, 1930.
134. " *Bull. Lick obs.* 14, N 420, 154. 1930.
135. Unsöld A. (Унзольд А.) *Физика звездных атмосфер*, (рус. перевод), 1949.
136. Vanäs E. *Uppsala obs. Ann* 1, № 1, 3, 1939.
137. Wachmann A. A. *Spektral-Durchmusterung von Milchstrassen-feldern*. 1939.
138. Wallenquist A. *Ann Bosscha Sterrenw. Lembang (Java)* 5, N 5, 1, 1939.
139. Whipple F. L. *HC* № 404, 21, 1935.
140. Whipple F. L. *AphJ* 104, 1, 1946.
141. Williams E. G. *AphJ* 79, 280, 1934.
142. " *AphJ* 79, 395, 1934.
143. Wolf M. *AN* 219, 109, 1923.
144. *Handb. d. Astroph. B. II, T. I.*, 268, 1929.
145. *Lick Obs. Publ.* 8, 1908; 13, 1918.

მ. ვაშაკიძე

სინათლის გალაქტიკური შთანთქმის შესწავლა გარეგალაქტიკური
ნისლეულებისა და გრძელპერიოდული ცეფეიდების ფერის სიჭარ-
ბითა მიხედვით და სხვა მეთოდებით

(რეზუმე)

სინათლის კოსმოსური შთანთქმის შესწავლა ჩვენს გალაქტიკაში ვარ-
სკლავთ ასტრონომიის უაღრესად აქტუალურ ამოცანას წარმოადგენს. იგი
საინტერესოა როგორც თვით შთანთქმელი მატერიის ფიზიკური ბუნების შეს-
წავლისათვის, ისე აგრეთვე ჩვენი ვარსკლავთ სისტემის აგებულების სურათის
დაზუსტების მიზნით.

უკანასკნელ ათეულ წლებში ასტრონომიის ეს დარგი მეტად სწრაფად ვი-
თარდებოდა, განსაკუთრებით, საბჭოთა ასტრონომების შრომების მეშვეობით.
შეიძლება ითქვას, რომ დიდი პრინციპული მნიშვნელობის მქონე ძირითადი სა-
მუშაო ამა დარგში შესრულებულია საბჭოთა ასტრონომების მიერ. მაგრამ
ბევრი საინტერესო ამოცანა ჯერ კიდევ გადაწყვეტას მოითხოვს, უმთავრესად
დაკვირვებით მიღებულ ფაქტობრივ მასალაზე დაყრდნობით. ასეთ მასალას კი
ეს პრობლემა ჯერ კიდევ მწვავედ საჭიროებს.

ამასთან დაკავშირებით აბასთუმნის ასტროფიზიკურმა ობსერვატორიამ
ჯერ კიდევ ათიოდ წლის წინათ ფართო პროგრამით წამოიწყო გეგმაზომიერი
კოლორიმეტრიული დამზერანი, რომლებიც მიზნად ისახავდნენ სხვადასხვა
კოსმოსური ობიექტების ფერის მაჩვენებელთა კატალოგების შექმნას და მათ
ანალიზს გალაქტიკური შთანთქმის გამოკვლევის მიზნით. უკვე შედგენილია
მკრთალ ვარსკლავთა ფერის მაჩვენებლების კატალოგი და მასზე დაყრდნობით
შესრულებულია გამოკვლევა გალაქტიკური შთანთქმისა (ე. ხ ა რ ა ძ ე [56]).

ჩვენი ნაშრომი წარმოადგენს ამავე გეგმით შესრულებულს, მრავალი წლის
დამზერებზე დაფუძნებულ გამოკვლევას.

თუ მივიღებთ მხედველობაში ჩვენი გალაქტიკის განზომილებას, ბუნებ-
რივია ვიფიქროთ, რომ გალაქტიკაში სინათლის შთანთქმის შესწავლისათვის
სრულიად არაა საკმარისი „ჩვეულებრივი“ ვარსკლავების ან ისეთი სხვა მნათი
ობიექტების გამოყენება, რომლებიც გალაქტიკას ეკუთვნიან და მის შიგნით
იმყოფებიან, არამედ საჭიროა, მთელი გალაქტიკის სისქეზე შთანთქმის შესწავ-
ლისათვის, ვისარგებლოთ გალაქტიკის გარედ მყოფი ობიექტებით. ასეთ ობიექ-
ტებს ეკუთვნიან ე. წ. გარეგალაქტიკური ნისლეულები. ამასთან დაკავშირებით
ჩვენ შევასრულეთ 509 გარეგალაქტიკური ნისლეულის ფერის მაჩვენებლისა და
ფერის სიჭარბის განსაზღვრა.

მაგრამ, თუ მართო გარეგალაქტიკურ ნისლეულებს დავეყრდნობით, გალაქ-
ტიკური შთანთქმა შეუსწავლელი დაგვრჩება ე. წ. „აცილების ზოლში“. ამის
გამო ჩვენ ერთდროულად გამოვიყენეთ გრძელპერიოდული ცეფეიდებიც.
რომლებიც „აცილების ზოლის“ ხარვეზს ავსებენ. გარეგალაქტიკური ნისლეუ-

ლები და გრძელპერიოდული ცეფეიდები, შეიძლება ითქვას, ერთიმეორეს ავსებენ და კარგ მასალას ქმნიან გალაქტიკური შთანთქმის შესწავლისათვის. ცეფეიდების დიდი ღირებულება იმაშიც მდგომარეობს, რომ მათ საკმაოდ დიდი სიკაშკაშე აქვთ, რის გამოც დაიშვრიებიან საკმაოდ შორ მანძილებზე.

წინამდებარე ნაშრომი ხუთი თავისაგან შედგება.

პირველი თავი მოიცავს მეთოდოლოგიურ საკითხებს. დასამზერი და საზომი იარაღების აღწერას და განსაზღვრათა ცდომილების გამოკვლევას.

მეორე თავში მოცემულია 509 გარეგალაქტიკური ნისლეულის ფერის მაჩვენებელთა და ფერის სიჭარბეთა განსაზღვრა და მათ საფუძველზე—ნისლეულებისა და კოსმოსური შთანთქმის მრავალნაირი დახასიათება.

მესამე თავში მოცემულია 110 გრძელპერიოდული ცეფეიდებისათვის ფერის მაჩვენებლები და მათზე დაყრდნობით—კოსმოსური შთანთქმის შეფასება გალაქტიკის სიბრტყის უშუალო მახლობლობაში.

მეოთხე თავში განხილულია ნეიტრალური შთანთქმის არსებობის საკითხი და შეფასებულია იგი რაოდენობრივად. ამასთანავე, აბსოლუტური სიდიდის განსაზღვრის ფორმულაში შეტანილია ნეიტრალური შთანთქმის შესაბამისი შესწორება. შემდგომ შეფასებულია პოლარიზაციის ხარისხი გარეგალაქტიკურ და გალაქტიკურ ნისლეულთათვის, ჩვენ მიერვე მიღებული დამზერითი მასალის საფუძველზე.

მეხუთე თავში გადმოცემულია კოსმოსური შთანთქმის საკითხების შესწავლა სტატისტიკური მეთოდებით.

გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა და გრძელპერიოდული ცეფეიდთა ფერის მაჩვენებლების კატალოგის შედგენის მიზნით დასამზერ იარაღად გამოყენებულ იქნა აბასთუმნის ობსერვატორიის 36 სანტიმეტრიანი ანაბერაციული კამერა. მისი გამოყენება გამართლებულია მით, რომ იგი დიდი შუქძალის მქონეა (1:1.7).

საზომ იარაღად გამოყენებულ იქნა ნიკონის კონსტრუქციის ფოტოელექტრული მიკროფოტომეტრი.

მიკროფოტომეტრზე გაზომვის იმ ცდომილების შეფასებისათვის, რომელსაც იწვევს ფოტოფირფიტის განფოკუსირება მიკროფოტომეტრში, გამოვიყენეთ ფორმულა (1. 12).

თუ დავუშვებთ, რომ ფოკუსირების ცდომილება აღწევს 0.01 მმ-ს, გაზომვის ცდომილება კაშკაშა ვარსკვლავისათვის მიაღწევს 0. 03 ვარსკვლავიერ სიდიდეს.

ჩვენ მიერ გამოყვანილ იქნა აგრეთვე ვარსკვლავზე მიყოლების ცდომილების გამოსათვლელი ფორმულა. ეს საკითხი ფართოდ და დაწვრილებით გვაქვს განხილული.

აღნიშნულის გარდა, გამოვიკვლიეთ მიკროფოტომეტრის ნათურას ვარვარის ცვლილებით გამოწვეული ცდომილება, მიკროფოტომეტრში დიაფრაგმების დეცენტრირებით აღძრული ცდომილება და სხვა.

დასამზერი იარაღების დასახასიათებლად და მათი თვისებებით გამოწვეული ეფექტების აღრიცხვის მიზნით, შევისწავლეთ ფერად ფილტრთა ჯერადო-

ბის საკითხი, ანაბერაციული კამერის ფოტომეტრიული არე, ჩვენი ოპტიკური სისტემის და ხმარებული ფოტოაფსკებისა და ფილტრების ერთობლიობის ეფექტური ტალღის სიგრძეები და სხვა.

აღსანიშნავია, რომ ეფექტური ტალღის სიგრძეების გამოკვლევამ გვიჩვენა ფერის მაჩვენებელთა ჩვენი სისტემის სიახლოვე ე. წ. ინტერნაციონალურ სისტემასთან.

გარეგალაქტიკური ნისლეულების ფერის მაჩვენებელთა განსაზღვრა ადვილი ამოცანა როდია. რაკი ესენი მაინც ერთგვარად ფართოვან ობიექტებს წარმოადგენენ, მათი ფოტომეტრიული შედარება ვარსკვლავთ წერტილოვან გამონასახებთან დამატებით სიძნელეებთან არის დაკავშირებული. ამან გვაიძულა მიგვემართა არაფოკალური ფოტომეტრისათვის.

ფერის მაჩვენებლების განსაზღვრისათვის სპეციალური მეთოდის გამოყენებით. ფერის მაჩვენებელთა კატალოგის შედგენა 500-ზე მეტი გარეგალაქტიკური ნისლეულისათვის მეტად შრომატევად სამუშაოს წარმოადგენს, როგორც მის დამზერით ნაწილში, — რამდენადაც საჭიროა თითოეული ნისლეულის ორჯერადი ფოტოგრაფირება სპექტრის ორ უბანში, სტანდარტულ ვარსკვლავებთან ერთად, — ისე მიკროფოტომეტრიული დამუშავების ნაწილშია: სამუშაოს რამდენიმე წელი მოუწია, მაგრამ სამაგიეროდ შედგენილია გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა ფერის მაჩვენებლების ყველაზე უფრო მეტად ვრცელი კატალოგი.

უკანასკნელის ანალიზმა საშუალება მოგვცა მოგვეძებნა რიგი კანონზომიერებანი, მათ შორის — დამოკიდებულება გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა ტიპებსა და ფერებს შორის. ამის საფუძველზე კი მივიღეთ დასკვნა იმის შესახებ, რომ გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა კლასიფიკაცია, ფორმის მიხედვით, კავშირშია ნათ ფიზიკურ მდგომარეობასთან.

შემდგომ, კატალოგის მონაცემთა ანალიზით შეფასებულია შერჩევითად მშთანთქმელი გალაქტიკური ფენის ოპტიკური სისქე, საერთო მშთანთქმა, მშთანთქმა გალაქტიკის ცენტრისა და ანტიცენტრის მიმართულებებით და სხვ.

დაწვრილებითაა განხილული კანონი მშთანთქმის დამოკიდებულებისა გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე. ვარსკვლავთშორისეთში „გაწითლებული“ ვარსკვლავების სპექტროფოტომეტრიული გრადიენტების გამოკვლევის საფუძველზე დავაზუსტეთ პარამეტრები ამ კანონის გამოსახულებაში.

გრძელპერიოდის ცეფეიდების ფერის მაჩვენებელთა განსაზღვრა ზღბოდა აგრეთვე ანაბერაციულ კამერაზე, თითქმის იმავე მეთოდით. მაგრამ განსაზღვრათა სიზუსტის ასამაღლებლად მივმართეთ სტანდარტიზაციის დამატებით ხერხს — რადიაქტიური ეტალონის გამოყენებას. ცეფეიდების ნორმალური ფერების სისტემის შექმნა ცალკე გამოსაკვლევ საგანს შეადგენდა. ცეფეიდების ფერის მაჩვენებელთა კატალოგის მონაცემების საფუძველზე განსაზღვრულ იქნა მშთანთქმის კოეფიციენტი ირმის ნახტომის ბნელი, ნათელი და გარდამავალი (ბნელ-ნათელი) უბნებისათვის ცალ-ცალკე.

ნაჩვენებია, რომ გალაქტიკაში სინათლის საერთო შთანთქმის ე. წ. ნეიტრალური კომპონენტი საგრძნობი სიდიდისაა და, ამავე დროს, სხვადასხვა სხვა მიმართულებით.

მოცემულია გალაქტიკური მანძილების განსაზღვრის ცნობილი ფორმულის ისეთი მოდიფიკაცია, რომელიც ითვალისწინებს შთანთქმის ნეიტრალურ კომპონენტს.

ჩატარებულია დიფუზურ (გალაქტიკურ) და გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა გამოსხივების პოლარიზაციული თვისებების შესწავლის ცდა. რიგი ნისლეულები ამჟღავნებენ პოლარიზაციას. ეს უკანასკნელი, გარეგალაქტიკურ ნისლეულების გამოსხივებაში, შეიძლება ახსნილ იქნას სხივის გაბნევით თავისუფალ ელექტრონებზე.

შესწავლილია ვარსკვლავთა განაწილება სპექტრების მიხედვით ირმის ნახტომის ზოლში, რის შედეგად დადგენილია, რომ ირმის ნახტომის სიჭრელე გამოწვეულია არა მარტო ვარსკვლავთშორისი შთანთქმით, არამედ აგრეთვე ვარსკვლავების განაწილების თავისებურებებით, რაც, კერძოდ, იმაში გამოიხატება, რომ განაწილება არათანაბარია სპექტრული კლასების მიხედვით.

ახლებურად არის განხილული სპირალურ გალაქტიკაში გულისა და ხეის სიდიდეთა ფარდობისა და გალაქტიკის ევოლუციურ სტადიასთან მისი კავშირის საკითხი. ამ თვალსაზრისზე დამყარებული მეთოდით შემოწმებულია ჩვენი გალაქტიკის ევოლუციური ტიპი.

გაშუქებულია გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა ხილულ შებრტყელებასა და ფერის შორის დამოკიდებულების საკითხი. გამოირკვა, რომ ერთის ან მის მახლობელი სიდიდის ტოლი შებრტყელების კოეფიციენტის მქონე ობიექტებს ფერის მაჩვენებლის უფრო დიდი მნიშვნელობა შეესაბამება.

შემდეგ განხილულია გალაქტიკური შთანთქმის შესწავლისათვის ავტორის სტატისტიკური მეთოდის გამოყენების საკითხი (§ 39, ფორმულა (5. 25)).

დასასრულ, შეფასებულია გალაქტიკის სივრცის მშთანთქმელი ღრუბლების განზომილება, ვარსკვლავების მტვეროვან-გაზოვან ნისლეულთაგან წარმოშობის პიპოთეზის საფუძველზე, და გამოთქმულია მოსაზრებანი გალაქტიკური შთანთქმის პრობლემის შემდგომი შესწავლის ამოცანების შესახებ.

მარტი, 1952.

ОГЛАВЛЕНИЕ - 606A03

ВВЕДЕНИЕ 3

ГЛАВА I. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА

§ 1. Наблюдательный инструментарий	9
§ 2. Ошибка фокусировки пластинки в микрофотометре	12
§ 3. О зависимости фотографической величины m от E	16
§ 4. Ошибка гидрирования	22
§ 5. Ошибка, вызываемая изменением накала лампы микрофотометра	26
§ 6. Ошибка, вызываемая неточным центрированием диафрагм	28
§ 7. Ошибка фотометрического поля анаберрационной камеры	29
§ 8. Определение кратности использованных светофильтров	31
§ 9. Определение эффективных длин волн нашей системы	33

ГЛАВА II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА 509 ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПО НИМ

§ 10. Способ определения показателей цвета внегалактических туманностей	39
§ 11. Способ наблюдения	43
§ 12. Определение системы показателей цвета	43
§ 13. Цветовое уравнение	44
§ 14. Ошибка определения показателей цвета	45
§ 15. Учет атмосферного поглощения	47
§ 16. Каталог показателей цвета внегалактических туманностей	50
§ 17. Сравнение наших показателей цвета с показателями цвета, определенными другими авторами	56
§ 18. Сравнение выведенных нами фотографических величин с величинами Шепли и Эймс	59
§ 19. Распределение внегалактических туманностей по величинам и типам	59
§ 20. Зависимость показателя цвета от звездной величины внегалактической туманности	60
§ 21. Зависимость показателя цвета от типа внегалактической туманности	61
§ 22. Зависимость показателя цвета от диаметра внегалактической туманности	63
§ 23. Определение нормальных показателей цвета	64
§ 24. О косеканс-законе	65
§ 25. О законе поглощения	67
§ 26. Определение коэффициента общего поглощения и зависимость толщины поглощающего слоя от галактической долготы	75

ГЛАВА III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД И ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПО НИМ

§ 27. Способ определения показателей цвета цефеид и наша система показателей цвета	80
§ 28. Каталог показателей цвета цефеид	82
§ 29. Определение расстояний, исправленных за поглощение	82
§ 30. Примечание светящегося эталона	84
§ 31. Определение нормальных показателей цвета цефеид	87
§ 32. Определение избытков цвета по показателям цвета цефеид	89

ГЛАВА IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГАЛАКТИКЕ. ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛУЧЕЙ ДИФFUЗНЫХ И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ

§ 33. Определение нейтрального поглощения в Галактике	92
§ 34. О степени поляризации излучения диффузных туманностей	103
§ 35. О степени поляризации излучения внегалактических туманностей	110

ГЛАВА V. ИЗУЧЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ДРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЛАКТИКИ СТАТИСТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

§ 36. Распределение звезд по спектральным классам в темных и светлых участках Млечного Пути	117
§ 37. О некоторых характеристиках внегалактических туманностей	127
§ 38. Зависимость «показатель сжатия-цвет» для внегалактических туманностей и шаровых скоплений Галактики	136
§ 39. Об одном новом методе определения общего поглощения	140
§ 40. О размерах межзвездных пылевых туманностей	149

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛИТЕРАТУРА -- ლიტერატურა

რეზუმე. სინათლის გალაქტიკური შთანთქმის შესწავლა გარეგალაქტიკური ნისლეულებისა და გრძელპერიოდული ცეფეიდების ფერის სიჭარბეთა მიხედვით და სხვა მეთოდებით	158
--	-----

Напечатано по постановлению
Ред.-Изд. Совета АН Грузинской ССР

Редактор В. К. Харадзе
Техн. редактор А. Р. Годуа
Корректор Г. А. Гогнава
Выпускающий Н. М. Авалиани
Сдано в проивв. 19.3.53 г.
Подписано к печати 29.5.53 г.
Формат бумаги $70 \times 108 \frac{1}{16}$.
Бумажи, л. 5,125. Печатных 14,04.
Уч. издат. л. 12,4.
Зак. № 1436. УЭ 03844. Тираж 500.
Цена 8 р. 70 к.
Переп. 1 р.

9 р. 70 к.

Типография Изд-ва АН Грузинской ССР
Тбилиси, ул. А. Церетели, № 3/5.

შპსი 8 მან. 70 კ.

ყდა 1 მან.

9 მან. 70 კ.